

**Bestimmung der Analysierstärke von  $C^{12}$   
bei elastischer und inelastischer Streuung polarisierter  
Protonen und Aufbau der zur Messung von  
Analysierstärken benötigten Apparaturen**

von  
**Georg Hartmann**  
aus  
Fürth/Bayern

1960



Digitized by the Internet Archive  
in 2026





**Bestimmung der Analysierstärke von  $C^{12}$   
bei elastischer und inelastischer Streuung polarisierter  
Protonen und Aufbau der zur Messung von  
Analysierstärken benötigten Apparaturen**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt  
von  
**Georg Hartmann**  
aus  
**Fürth/Bayern**

Als Dissertation genehmigt  
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 22. Mai 1968

Dekan: Universitätsprofessor Dr. W. Haupt  
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann  
Berichterstatter: Privatdozent Dr. G. Clausnitzer

# I N H A L T

## Z U S A M M E N F A S S U N G

### 1. T H E O R E T I S C H E E I N F Ü H R U N G

#### 1.1. Formalismus zur Beschreibung der Strahlpolarisation P und der Analysierstärke A

1.1.1. Die Polarisation P eines Strahls von Spin-1/2-Teilchen

1.1.2. Die Analysierstärke A des Targetkerns

#### 1.2. Die elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen

1.2.1. Die elastische Streuung im M-Matrix-Formalismus

1.2.2. Die Berechnung der Observablen ( $d\sigma/d\Omega$ ) und A

1.2.3. Der Streuphasenformalismus

### 2. D A S E X P E R I M E N T

#### 2.1 Die Meßmethoden

2.1.1. Bestimmung der Analysierstärke

2.1.2. Wahl der Methode zur Bestimmung von A

#### 2.2. Der polarisierte Protonenstrahl

2.2.1. Überblick

2.2.2. Die Quelle für polarisierte Protonen

2.2.3. Das Solenoid zur Spindrehung

2.2.4. Der Folienstripper

2.2.5. Die Energiestabilisierung des Beschleunigers

## 2. 3. Aufbau des Experiments

### 2.3.1. Überblick

### 2.3.2. Die Streukammer

### 2.3.3. Das Target

### 2.3.4. Die Detektoren

### 2.3.5. Die Elektronik

### 2.3.6. Faradaybecher und Targetstrom-Integration

## 3. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

=====

### 3. 1. Die Bestimmung der Analysierstärke aus den Protonen-Spektren

#### 3.1.1. Die Protonen-Spektren

#### 3.1.2. Die Bestimmung der Asymmetrie PA aus den Spektren

#### 3.1.3. Die Bestimmung der Strahlpolarisation P

#### 3.1.4. Abschätzung des Fehlers der Analysierstärke A

### 3. 2. Die Energieabhängigkeit der Analysierstärke

#### 3.2.1. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für die elastische Streuung von polarisierten Protonen an $C^{12}$

#### 3.2.2. Möglichkeiten zum Vergleich mit Theorien

#### 3.2.3. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für die inelastische Streuung von polarisierten Protonen an $C^{12}$

### 3. 3. Winkelverteilungen der Analysierstärke und Resonanzparameter bei der 9.15 MeV-Anomalie

#### 3.3.1. Messung der Winkelverteilungen von A bei Energien um 9.15 MeV

#### 3.3.2. Diskussion der Meßergebnisse

#### 3.3.3. Streuphasenanalyse der Analysierstärke-Winkelverteilungen

#### 3.3.4. Streuphasenanalyse im Gebiet der 9.15 MeV-Anomalie und deren Deutung

#### 3.3.5. Die Streuphasensätze und deren Resonanzverhalten

#### 4. TECHNISCHER ANHANG

=====

##### 4.1. Der Folienstripper

###### 4.1.1. Die Wechsellautomatik

###### 4.1.2. Die Steuerung des Folienwechslers

##### 4.2. Die Energiestabilisierung des Beschleunigers bei kleinen Strahlströmen

##### 4.3. Die Targetstrom-Integration

###### 4.3.1. Funktionsprinzip

###### 4.3.2. Ausführung

##### 4.4. Das Routing-System

###### 4.4.1. Funktionsprinzip

###### 4.4.2. Aufbau des Routing-Systems

###### 4.4.3. Logik des Routing-Systems und Steuerung des Experiments

## Z U S A M M E N F A S S U N G

Im experimentellen Teil der vorliegenden Arbeit wurde die Analysierstärke von  $C^{12}$  bei elastischer und inelastischer Streuung polarisierter Protonen bestimmt. Die zwischen 4.6 MeV und 9.4 MeV gemessenen Anregungsfunktionen der Analysierstärke enthalten Information über den Mechanismus bei der Bildung des Zwischenkerns  $N^{13}$ . Bei 9.15 MeV zeigen die Anregungsfunktionen der Analysierstärke deutlich zwei eng benachbarte Resonanzen, die in den Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnittes kaum zu sehen sind. Es handelt sich um eine  $7/2^- - 5/2^-$ -Doppelresonanz, bei der sich die Streuzustände nur im Spin, nicht aber im Bahndrehimpuls unterscheiden. Dadurch ist der deutliche Effekt bei der Analysierstärke verständlich. Im Energiebereich der Anomalie wurden Winkelverteilungen der Analysierstärke gemessen und in die Streuphasenanalyse einbezogen. Dadurch konnte das Resonanzverhalten der komplexen Streuphasen für die Doppelresonanz verbessert werden.

Im apparativen Teil der Arbeit wird der Bau von Zusatzeinrichtungen besprochen, die zur Messung von Analysierstärken benötigt werden. Die  $H^-$ -Ionen müssen in der Hochspannungselektrode des Beschleunigers in Protonen umgeladen werden. Bei einer Umladung im normalerweise dafür vorgesehenen Gaskanal wird der polarisierte Strahl teilweise depolarisiert. Da diese Polarisationsverluste bei Umladung in dünnen Folien vermieden werden können, wurde ein fernsteuerbarer Folienwechsler gebaut, der im Vakuum des Beschleunigerrohres auf Hochspannungspotential arbeitet und keine mechanischen Durchführungen benötigt. Die Quelle für polarisierte Protonen erzeugt Strahlströme im Bereich weniger nA. Die Empfindlichkeit der Energiestabilisierung des Beschleunigers mußte deshalb erhöht werden. Ein Routingsystem, das gleichzeitiges Messen mit 8 Detektoren ermöglicht, verbessert die Ausnutzung der Meßzeit und erhöht die Konsistenz bei der Messung von Winkelverteilungen der Analysierstärke. Zur Bestimmung der Analysierstärke werden Zählraten verschiedener Meßläufe mit umgekehrter Polarisation des einfallenden Strahls verglichen. Das erfordert eine exakte Normierung der einzelnen Messungen auf gleiche Teilchenzahl im einfallenden Strahl. Hierfür wurde eine

Präzisionsmethode zur Targetstromintegration entwickelt, die mit einer Genauigkeit von besser als 0,5 % den gewünschten Anforderungen entspricht.



# 1. THEORETISCHE EINFÜHRUNG

## 1.1. Formalismus zur Beschreibung der Strahlpolarisation $\underline{P}$ und der Analysierstärke $\underline{A}$ .

### 1.1.1. Die Polarisation $\underline{P}$ eines Strahls von Spin-1/2-Teilchen.

Zur Beschreibung eines polarisierten Teilchenstrahls benutzt man die Dichtematrix  $\rho$ . Durch die Dichtematrix  $\rho$  wird statistisch und quantenmechanisch beschrieben, mit welcher Wahrscheinlichkeit  $W_\alpha$  die Spin-1/2-Teilchen im Zustand  $|\alpha\rangle$  sind <sup>1)</sup>.

$$\rho =_{\text{def}} \sum W_\alpha |\alpha\rangle\langle\alpha|$$

Da für Spin-1/2-Teilchen die Spinoren  $|\alpha\rangle$  vom Typ  $\begin{pmatrix} x \\ x \end{pmatrix}$  sind, ist  $\rho$  eine  $2 \times 2$ -Matrix. Sie läßt sich nach einem vollständigen System von Spin-Matrizen entwickeln, z. B. nach der Einheitsmatrix  $\epsilon$  und den Pauli'schen Spin-Matrizen  $\sigma_i$ .

$$\rho = a \cdot \epsilon + \sum b_i \sigma_i$$

Wir definieren den Polarisationsvektor  $\underline{P}$  durch den Erwartungswert von  $\sigma_i$  <sup>1)</sup>.

$$P_i =_{\text{def}} \langle \sigma_i \rangle = \frac{\text{Sp } \rho \sigma_i}{\text{Sp } \rho}$$

Die Entwicklungskoeffizienten  $a$  und  $b_i$  enthalten die Information über  $\underline{P}$  und können durch die  $P_i$  ausgedrückt werden.

$$a = 1/2 \text{ Sp } \rho$$

$$b_i = 1/2 \text{ Sp } \rho \sigma_i$$

Man erhält für die Dichtematrix

$$\rho = 1/2 (\text{Sp } \rho) (\epsilon + \sum P_i \sigma_i)$$

$\text{Sp } \rho$  repräsentiert die Teilchenzahl und kann auf 1 normiert werden.

$$\rho = \frac{1}{2} (\epsilon + \underline{P} \underline{\sigma}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix}$$

### 1.1.2. Die Analysierstärke A des Targetkerns.

Zur Beschreibung der Streuung eines polarisierten Teilchenstrahls verwendet man die M-Matrix. Sie ist ein Operator im Spinraum und führt den Spinzustand  $|\alpha\rangle_{in}$  im Eingangskanal in den Spinzustand  $|\alpha\rangle_{fin}$  im Ausgangskanal über <sup>2)</sup>.

$$|\alpha\rangle_{in} \xrightarrow{M} |\alpha\rangle_{fin}$$

Im Dichtematrix-Formalismus lautet die Gleichung dann

$$\rho_{fin} = M \rho_{in} M^+$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  wird durch das Intensitätsverhältnis zwischen der Teilchenzahl im Ausgangskanal und der Teilchenzahl im Eingangskanal, sowie durch das Verhältnis der Größe der Phasenräume beschrieben,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{k_{fin}}{k_{in}} \cdot \frac{Sp \rho_{fin}}{Sp \rho_{in}} = \frac{k_{fin}}{k_{in}} \cdot Sp \rho_{fin}$$

wobei  $Sp \rho_{in}$  auf 1 normiert wurde.

Setzt man  $\rho_{fin} = M \rho_{in} M^+$  ein, so ist

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{k_{fin}}{k_{in}} \cdot \frac{1}{2} Sp(MM^+) \left(1 + \frac{\sum P_i Sp(M\sigma_i M^+)}{Sp(MM^+)}\right)$$

Zum Vergleich liefert ein unpolarisierter Strahl  $\rho_{in}^0$  den Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{k_{fin}}{k_{in}} \cdot \frac{1}{2} Sp(MM^+)$$

Führt man die Analysierstärke A ein mit

$$A_i = \text{def} \frac{Sp(M\sigma_i M^+)}{Sp(MM^+)}$$

und vergleicht  $(d\sigma/d\Omega)$  mit  $(d\sigma/d\Omega)_0$ , so erhält man

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + \underline{P} \cdot \underline{A})$$

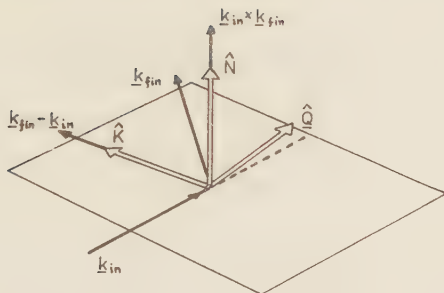


Abb. 1

Das durch die Richtung  $\hat{k}_{in}$  des einfallenden Teilchens und die Richtung  $\hat{k}_{fin}$  des gestreuten Teilchens definierte  $(\hat{N}, \hat{K}, \hat{Q})$ -System hat definiertes Verhalten gegenüber Paritäts- und Zeitumkehroperationen.

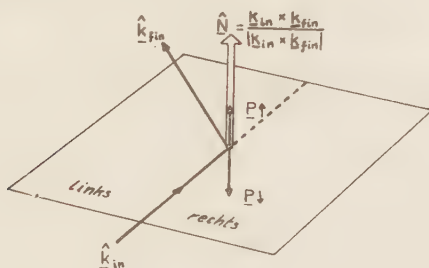


Abb. 2

Das Laborsystem wird festgelegt durch die Streuebene  $(\hat{k}_{in}, \hat{k}_{fin})$ , die Normalrichtung, die mit "oben" ( $\uparrow$ ) und "unten" ( $\downarrow$ ) indiziert wird und durch die Vereinbarung "links" (l) und "rechts" (r).

## 1.2. Die elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen.

### 1.2.1. Die elastische Streuung im M-Matrix-Formalismus

Streut man einen Strahl von Spin-1/2-Teilchen an einem Spin-0-Kern, so ist

$$S_{fin} = M S_{in} M^+$$

M ist ein Operator im Spinraum und zwar für Spin-1/2-Teilchen eine  $2 \times 2$  - Matrix. Sie läßt sich nach einem vollständigen Matrizen-System des Spin-Raums, z. B. der Einheitsmatrix  $\epsilon$  und den Pauli'schen Spin-Matrizen  $\sigma_i$  entwickeln

$$M = g \cdot \epsilon + \sum h_i \sigma_i$$

Die Invarianz der elastischen Streuung gegen Paritätsoperation P und Zeitumkehroperation T vereinfacht die M-Matrix <sup>1)</sup>. Zu diesem Zweck schreiben wir die M-Matrix in einem Koordinatensystem ( $\hat{N}$ ,  $\hat{K}$ ,  $\hat{Q}$ ) in dem das Skalarprodukt  $\sum h_i \sigma_i$  definiertes Verhalten gegenüber P und T hat. (Abb. 1)

$$\hat{N} = \frac{\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}}{|\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}|}; \quad \hat{K} = \frac{\underline{k}_{fin} - \underline{k}_{in}}{|\underline{k}_{fin} - \underline{k}_{in}|}; \quad \hat{Q} = \hat{K} \times \hat{N}$$

Diese Festlegung von  $\hat{N}$  entspricht der "Basler Konvention" <sup>3)</sup>.

Für die Anwendung von P und T gilt:

$$\begin{aligned} P: \quad \underline{r} &\longrightarrow -\underline{r}; \quad \underline{k} \longrightarrow -\underline{k}; \quad \underline{\sigma} \longrightarrow \underline{\sigma}; \\ T: \quad fin &\longleftrightarrow in; \quad t \longrightarrow -t; \quad \underline{k} \longrightarrow -\underline{k}; \quad \underline{\sigma} \longrightarrow -\underline{\sigma}; \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich für das Verhalten der Einheitsvektoren ( $\hat{N}$ ,  $\hat{K}$ ,  $\hat{Q}$ ) unter P und T folgendes Schema

|     |           |           |           |
|-----|-----------|-----------|-----------|
|     | $\hat{N}$ | $\hat{K}$ | $\hat{Q}$ |
| P : | +         | -         | -         |
| T : | -         | +         | -         |

Schreibt man jetzt M im ( $\hat{N}$ ,  $\hat{K}$ ,  $\hat{Q}$ ) - System und zerlegt

$$M = M_+ + M_- \quad \text{mit} \quad M_+ = g\epsilon + h_N \sigma_N; \quad M_- = h_K \sigma_K + h_Q \sigma_Q$$

so sieht man für die Paritätsoperation:

$$M_+ \longrightarrow M_+ ; \quad M_- \longrightarrow - M_-$$

und für die Zeitumkehroperation:

$$M_+ \longrightarrow M_+ ;$$

Nur der Teil  $M_+$  gehorcht der P und T - Invarianz.  $M_+$  genügt daher zur Beschreibung der elastischen Streuung.

$$M(\text{elastisch}) = M_+ = g\epsilon + h \cdot \epsilon_N$$

### 1.2.2. Die Berechnung der Observablen $(d\sigma/d\Omega)$ und $\underline{A}$

Aus der M-Matrix  $M_+$  und aus den Formeln für  $(d\sigma/d\Omega)$  und für  $\underline{A}$  erhält man durch Ausmultiplizieren

$$\begin{aligned} (d\sigma/d\Omega) &= 1/2 \operatorname{Sp} M M^* = |g|^2 + |h|^2 \\ A_N &= \frac{\operatorname{Sp} M \epsilon_N M^*}{\operatorname{Sp} M M^*} = \frac{gh^* + hg^*}{|g|^2 + |h|^2} = \frac{2 \operatorname{Re}(gh^*)}{|g|^2 + |h|^2} ; \end{aligned}$$

Da die M-Matrix im Fall der elastischen Streuung keine Glieder in  $\epsilon_K$  und  $\epsilon_Q$  enthält, wird

$$A_K = A_Q = 0 \quad \text{und} \quad \underline{A} = A_N \hat{\underline{N}} ;$$

Die Analysierstärke  $\underline{A}$  ist also ein Vektor, der immer senkrecht zur Streuebene steht.

Die Observablen  $(d\sigma/d\Omega)$  und  $\underline{A}$  lassen sich also als Funktionen der Strahlpolarisation  $\underline{P}$  und der Entwicklungskoeffizienten  $g$  und  $h$  der M-Matrix schreiben.

$$A_N = \frac{2 \operatorname{Re} g \cdot h^*}{|g|^2 + |h|^2}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = |g|^2 + |h|^2$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + \underline{P} \cdot \underline{A})$$

### 1.2.3. Der Streuphasen-Formalismus

Die Entwicklungskoeffizienten  $g$  und  $h$  in der  $M$ -Matrix für die elastische Streuung enthalten die physikalischen Eigenschaften des Kerns. Sie hängen nur von der Einschußenergie und dem Streuwinkel ab und lassen sich deshalb bei konstanter Energie nach dem vollständigen System der Legendre-Polynome entwickeln <sup>4) 5)</sup>. Man erhält eine Summe über Terme, die nach Bahndrehimpuls  $l$  indiziert sind.

$$g = -\frac{1}{2} \eta \frac{1}{\sin^2(\Theta/2)} \cdot \exp \left[ i \eta \cdot \ln \frac{1}{\sin^2(\Theta/2)} \right] + \sum_{\ell=0}^{\infty} P_{\ell}(\cos \Theta) e^{i \alpha_{\ell}} \left[ f_{\ell}^{+} + f_{\ell}^{-} \right]$$

$$h = -i \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{d}{d\Theta} P_{\ell}(\cos \Theta) e^{i \alpha_{\ell}} \left[ f_{\ell}^{+} - f_{\ell}^{-} \right]$$

Der erste Term in  $g$  repräsentiert die Coulombstreuung und enthält

$$\eta = \frac{Z \cdot e^2}{\hbar v}$$

mit  $Z$  = Ordnungszahl,  $v$  = Geschwindigkeit,  $e$  = Element . 1.

Die Coulomb-Streuphasen  $\alpha_l$  sind

$$\alpha_0 = 0 ; \alpha_l = 2 \sum_{t=1}^l \arctan (\eta/t) \text{ für } l \geq 1$$

Die Größen  $f_l^{\pm}$  sind die komplexen Amplituden der Partialwellen mit dem Gesamtdrehimpuls  $j = l \pm 1/2$ . Sie sind Funktionen der Streuphasen  $\Delta_l^{\pm}$  und der Dämpfungsparameter  $A_l^{\pm}$

$$f_l^{\pm} = \frac{A_l^{\pm} \exp (2i \Delta_l^{\pm}) - 1}{2i}$$

Die Dämpfungsparameter  $A_l^{\pm}$  sind ein Maß für die Absorption der Partialwelle mit dem Gesamtdrehimpuls  $j = l \pm 1/2$ . Für rein elastische Streuung ist  $A_l^{\pm} = 1$ , für rein inelastische Streuung, d.h. totale Absorption der entsprechenden Partialwelle ist  $A_l^{\pm} = 0$ . Die Koeffizienten  $g$  und  $h$  der  $M$ -Matrix enthalten in der Entwicklung nach Legendre-Polynomen Energie und Streuwinkel in expliziter Form. Die physikalischen Eigenschaften des Kerns werden jetzt durch die winkelunabhängigen Parameter  $\Delta_l^{\pm}$  und  $A_l^{\pm}$  beschrieben.

Um die Größen  $\Delta_l^{\pm}$  und  $A_l^{\pm}$  aus dem Experiment zu ermitteln, muß man sich auf eine endliche Zahl von Parametern beschränken.

Man bricht daher die Entwicklung der Größen  $g$  und  $h$  bei einem durch die Einschubenergie gegebenen maximalen Bahndrehimpuls  $l_{\max}$  ab. Die dadurch auf  $2(l_{\max} + 1)$  eingeschränkte Zahl von  $\Delta_1^+$  und  $A_1^+$  beschreibt jetzt  $(d\delta/d\Omega)$  und  $\underline{A}$ . Durch Anpassen der Observablen an Meßwerte lassen sich die Parameter  $\Delta_1^+$  und  $A_1^+$  bestimmen.

Spineffekte, die zwischen den Partialwellen  $j = l + 1/2$  und  $j = l - 1/2$  unterscheiden, äußern sich im jeweiligen Summanden mit dem Index  $l$  und zwar bei  $h$  im Vorzeichen, bei  $g$  nur geringfügig in der Größe. Zur Untersuchung von Spineffekten eignet sich daher die Analysierstärke  $A$  besser als der Wirkungsquerschnitt  $(d\delta/d\Omega)_0$  für Streuung eines unpolarisierten Strahl, weil bei

$$A = \frac{2 \operatorname{Re} gh^*}{|g|^2 + |h|^2}$$

die Spin-empfindliche Komponente  $g$  als Faktor auftritt, bei

$$\left(\frac{d\delta}{d\Omega}\right)_0 = |g|^2 + |h|^2$$

jedoch unabhängig vom Vorzeichen addiert wird.

## 2. DAS EXPERIMENT

### 2.1. Die Meßmethoden

#### 2.1.1. Bestimmung der Analysierstärke

Streut man einen Strahl mit Polarisation  $\underline{P}$  an einem Target mit Analysierstärke  $\underline{A}$ , so kann man  $\underline{A}$  aus der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $\epsilon = \underline{P} \cdot \underline{A}$  bestimmen.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + \underline{P} \cdot \underline{A}); \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \text{Wirkungsquerschnitt bei } \underline{P} = 0$$

Paritätsbetrachtungen haben gezeigt, daß  $\underline{A} = \underline{A} \cdot \hat{\underline{N}}$  ist, d. h. immer senkrecht zur Streuebene steht. Durch Konvention legt man die Streunormale

$$\hat{\underline{N}} = \frac{\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}}{|\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}|}$$

fest und bestimmt damit das Vorzeichen von  $\underline{A}$ . Somit gilt

$$\epsilon = \underline{P} \cdot \underline{A} = (\underline{P} \cdot \hat{\underline{N}}) \cdot \underline{A} = \underline{P} \cdot \underline{A} \cdot (\hat{\underline{P}} \cdot \hat{\underline{N}}); \quad \hat{\underline{P}} = \underline{P}/P$$

Man wählt deshalb für das Experiment die Polarisationsrichtung  $\hat{\underline{P}}$  des Strahls senkrecht zur Streuebene und erhält damit

$$\hat{\underline{P}} \cdot \hat{\underline{N}} = \pm 1 \quad \text{bzw.} \quad \epsilon = \pm |\underline{P}| \cdot |\underline{A}|$$

Das Vorzeichen von  $\epsilon$  ändert sich, wenn  $\underline{P} \rightarrow -\underline{P}$ , oder wenn  $\underline{N} \rightarrow -\underline{N}$ .

Im Laborsystem führen wir die vier Indizes  $\uparrow, \downarrow, l, r$  ein (Abb. 2)

- $\uparrow$  : Der Vektor  $\underline{P}$  steht im Laborsystem nach oben.
- $\downarrow$  : Der Vektor  $\underline{P}$  steht im Laborsystem nach unten.
- $l$  : In Strahlrichtung schauend Streuung nach links,  $\underline{N}$  nach oben.
- $r$  : In Strahlrichtung schauend Streuung nach rechts,  $\underline{N}$  nach unten.

Im Laborsystem ist also

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\ell} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow r} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \cdot (1 + PA)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow\ell} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow r} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \cdot (1 - PA)$$

$$P \cdot A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\ell} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow r}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\ell} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow r}} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow r} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow\ell}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow r} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow\ell}}$$

Das bedeutet Bestimmung von A aus Links - Rechts - Asymmetrie.

$$P \cdot A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\ell} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow\ell}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\ell} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow\ell}} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow r} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow r}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow r} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow r}}$$

Das bedeutet Bestimmung von A mit nur einem Detektor, links oder rechts, durch Umkehren der Polarisationsrichtung.

### 2.1.2. Wahl der Methode zur Bestimmung von A

Die beiden Möglichkeiten, A durch Links - Rechts - Asymmetrie oder durch Umkehren der Strahlpolarisation zu ermitteln, sind theoretisch äquivalent. Aus praktischen Gründen wurde A durch Umkehren der Strahlpolarisation aus den Zählraten  $N_{\uparrow}$  und  $N_{\downarrow}$  bestimmt.

Es ist

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow} = c_{\uparrow} \cdot N_{\uparrow} \quad ; \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow} = c_{\downarrow} \cdot N_{\downarrow}$$

für  $c_{\uparrow} = c_{\downarrow}$  gilt:

$$P \cdot A = \frac{N_{\uparrow\ell} - N_{\downarrow\ell}}{N_{\uparrow\ell} + N_{\downarrow\ell}} = \frac{N_{\downarrow r} - N_{\uparrow r}}{N_{\downarrow r} + N_{\uparrow r}}$$

Die Konstanten  $c_{\uparrow}$  und  $c_{\downarrow}$  enthalten die Flächendichte des Targets, die Zahl der das Target treffenden Protonen und den Detektorraumwinkel. Da die Messung von  $N_{\uparrow}$  und  $N_{\downarrow}$  nacheinander ausgeführt wird, muß durch sorgfältige Targetstrom-Integration gewährleistet werden, daß die Zahl der einfliegenden Protonen ( $N_p_{\uparrow}$ ) und ( $N_p_{\downarrow}$ ) mit möglichst großer Genauigkeit gleich sind. Auch die Detektorraumwinkel  $\Omega_{\uparrow}$  und  $\Omega_{\downarrow}$  müssen gleich sein. Deshalb wird der Strahl durch eine Schlitzblende kollimiert und dadurch die Entfernung zwischen Strahlfleck am Target und Detektor konstant gehalten. Die Kollimierung verhindert darüber hinaus, daß sich die wirksame Flächendichte des Targets ändert, wenn sich der Strahlort auf einem möglicherweise inhomogenen Target ändert, die möglichen Fehler werden in [3.1.4.] abgeschätzt.

Diese Methode, A durch Umkehren der Strahlpolarisation zu bestimmen wurde deshalb gewählt, weil für jeden Streuwinkel nur ein Detektor benötigt wird. Es konnte also mit den 8 zur Verfügung stehenden Meßkanälen A gleichzeitig bei 8 Streuwinkeln gemessen werden. Diese Möglichkeit bringt den Vorteil der größeren Konsistenz bei der Messung von Winkelverteilungen der Analysierstärke. Die Methode wurde auch zur Messung von Anregungsfunktionen beibehalten, weil die Konstruktion unserer Streukammer es nicht möglich machte, unter beliebigen Streuwinkeln  $\Theta_L$  und  $\Theta_R$  Detektorpaare einzubauen.

## 2.2. Der polarisierte Protonenstrahl

### 2.2.1. Überblick

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden am Erlanger Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführt. An Stelle der üblichen HVEC-Ionenquelle wurde die in Erlangen gebaute Quelle für polarisierte Protonen benutzt. Sie liefert einen transversal polarisierten  $H^-$ -Strahl, der von der positiven Hochspannungselektrode des van de Graaff beschleunigt wird. Auf Hochspannungspotential wird der  $H^-$ -Strahl in einen  $H^+$ -Strahl umgeladen, infolgedessen also noch einmal auf seinem Weg zum Erddpotential beschleunigt. Zur Energiemessung werden die Protonen im hochstabilisierten Feld des  $90^\circ$ -Analysiermagneten abgelenkt. Die mit Energieschwankungen verknüpfte Ortsänderung des Strahls wird von Meßelektroden erfaßt und dient über ein Regelsystem der Energiestabilisierung des Beschleunigers. Da nach der Ablenkung des Strahls um  $90^\circ$  die Protonenspins nicht mehr transversal stehen, folgt ein zweiter Magnet, der nach einer Ablenkung um  $-90^\circ$  die Spindrehung des Analysiermagneten kompensiert. Der nun transversal polarisierte Protonenstrahl wird mit einer Quadrupollinse in die Targetkammer fokussiert. Ein Faradaybecher am Ausgang der Kammer dient zur Strommessung (Abb. 3).

### 2.2.2. Die Quelle für polarisierte Protonen

Unsere Quelle für polarisierte Protonen wurde nach Ideen von R. Fleischmann entwickelt <sup>6)</sup>. Über die Wirkungsweise und den derzeitigen Stand der Entwicklung ist mehrfach berichtet worden <sup>7), 8), 9), 10), 11)</sup>. Es soll hier kurz die Wirkungsweise der Quelle erklärt werden (Abb. 4). In einer HF-Entladung wird Wasserstoffgas zu atomarem Wasserstoff dissoziiert. Der mittels Blenden gebildete H-Atomstrahl durchläuft einen 6-Pol-Magneten, in dessen starkem Feld die magnetischen Momente des Kerns und des Hüllen-Elektrons entkoppelt sind. Da das magnetische Moment des Elektrons 660 mal größer ist, als das des Protons, sortiert das inhomogene 6-Pol-Feld die Wasserstoffatome nach den Spineinstellungen des Hüllenelektrons. Dabei wird die  $m_j = +1/2$  Komponente fokussiert, die  $m_j = -1/2$  Komponente defokussiert und ausgeblendet. Die fokussierte  $m_j = +1/2$  Kompo-

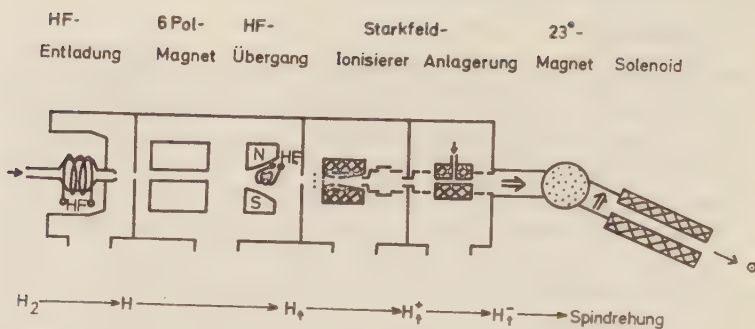


Abb. 3

Aufbau der Quelle für polarisierte Protonen in schematischer Darstellung.

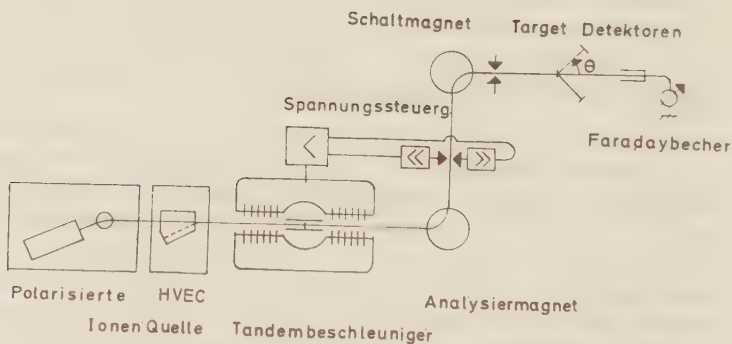


Abb. 4

Schematische Darstellung des Aufbaus der Quelle für polarisierte Protonen, des Tandem-Beschleunigers und des Experiments.

nente enthält im starken Feld mit gleicher Häufigkeit beide möglichen Kernspineinstellungen  $m_I = \pm 1/2$  und hat zunächst keine Kernpolarisation. Man läßt deshalb die Teilchen durch ein inhomogenes Magnetfeld laufen und strahlt dabei Hochfrequenz ein <sup>12)</sup>. Dabei werden die Protonen in andere Zustände hinein umbesetzt. Man kann mit diesen sogenannten HF-Übergängen 100 % Kernpolarisation erzielen. Da die Wasserstoffatome sich nach dem Umbesetzen zur Hälfte in einem quantenmechanisch reinen Zustand befinden, zur Hälfte in einem gemischten Zustand, muß man durch Ionisieren im starken longitudinalen Magnetfeld vermeiden, daß der quantenmechanisch gemischte Zustand depolarisiert wird. Der im Ionisierer <sup>13)</sup> entstandene, longitudinal polarisierte Protonenstrahl wird mit elektrostatischen Linsen in einem auf negativer Hochspannung liegenden Gaskanal fokussiert und dort in Stickstoffgas, ebenfalls im starken Magnetfeld umgeladen. Der dabei entstehende  $H^-$ -Strahl wird beim Zurücklaufen zum Erdpotential noch einmal beschleunigt und von einem  $23,7^\circ$  - Magneten analysiert. Der Ablenkwinkel ist so gewählt, daß der Protonenspin dabei in horizontal transversale Lage gedreht wird. Dieser in den Tandem eingeschossene  $H^-$ -Strahl hatte eine Stromstärke von durchschnittlich 1,5 n A. Die theoretisch zu erwartende Kernpolarisation von 100 % wurde durch Ionisation von unpolarisiertem Restgas und durch Depolarisation beim Anlagern <sup>14)</sup> auf durchschnittlich 50 % herunter gedrückt.

### 2.2.3. Das Solenoid zur Spindrehung

Vor dem Einschub in den Tandem-Beschleuniger durchläuft der horizontal-transversal polarisierte  $H^-$ -Strahl ein Solenoid. Im longitudinalen Magnetfeld des Solenoiden präzessiert das magnetische Moment des  $H^-$ -Ions um die Strahlachse. Damit kann die Polarisationsrichtung um beliebige Winkel  $\varphi$  in der Ebene senkrecht zum Strahl gedreht werden. Der azimute Winkel  $\varphi$ , um den der Spin dabei gedreht wird, ist proportional zum Magnetfeld. Der Solenoidstrom kann vom Meß- und Kontrollraum aus geregelt und umgepolt werden. Für die Asymmetriemessungen benötigt man eine vertikal-transversale Polarisation parallel oder antiparallel zur Normalen auf der Streuebene. Diese Polarisationsrichtungen erhält man durch Drehen des horizontal-transversalen Strahls um die Winkel  $\psi = +90^\circ$  und  $\psi = -90^\circ$ , also durch Umpolen des Solenoidstroms.

## 2.2.4. Der Folienstripper

Bei einem Tandem-van-de-Graaff müssen die  $H^-$ -Ionen auf Hochspannungspotential in  $H^+$ -Ionen umgeladen werden. Dieser Prozeß verläuft schrittweise in der Reihenfolge  $H^- \rightarrow H \rightarrow H^+$ . Während der Zeit  $t_H$  in der das neutrale H-Atom vorliegt, kann Depolarisation stattfinden, da sich die Umladezone im schwachen Magnetfeld (Erdfeld) befindet. Vergleicht man die Zeit  $t_L$  einer Larmorperiode des H-Atoms im äußeren Feld mit der Zeit  $t_H$  in der das Atom neutral vorliegt, so erwartet man

für  $t_H \ll t_L$  keine Depolarisation

für  $t_H \gg t_L$  Depolarisation.

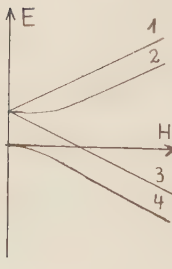
Die mittlere freie Weglänge des H-Atoms im Gas des Stripperkanals ist etwa  $10^8 - 10^9$  mal größer als die in einer  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Kohlenstoff-Folie. Ähnlich verhalten sich die Laufzeiten des neutralen Wasserstoffatoms  $t_H(\text{Gas})/t_H(\text{Folie}) = 10^8 \dots 10^9$ . Dabei ist

$t_H(\text{Folie}) \ll t_L$  ; also keine Depolarisation

$t_H(\text{Gas}) \gg t_L$  ; also Depolarisation möglich.

Durch Abstreifen der Elektronen in einer dünnen Folie können also Depolarisationseffekte vermieden werden. Es wurde deshalb eine auf Hochspannung liegende Wechsellautomatik gebaut, die im Anhang beschrieben wird [4.1.1, 2] .

Um die Depolarisationseffekte im neutralen H-Atom quantitativ zu verstehen, muß man die quantenmechanische Beschreibung der H-Atom-Zustände als Entwicklung nach Zuständen des H-Atoms im starken Magnetfeld anschreiben <sup>14)</sup>.



|   | Starkes<br>Magnetf.            | Beliebiges<br>Magnetfeld                                    | $W \uparrow$      | $W \downarrow$    | $P_{\text{Kern}}$ |
|---|--------------------------------|-------------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 1 | $ \uparrow\uparrow\rangle$     | $ \uparrow\uparrow\rangle$                                  | $\frac{1}{4}$     |                   | 1                 |
| 2 | $ \uparrow\downarrow\rangle$   | $a \downarrow\uparrow\rangle + b \uparrow\downarrow\rangle$ | $\frac{1}{4} a^2$ | $\frac{1}{4} b^2$ | $a^2 - b^2$       |
| 3 | $ \downarrow\downarrow\rangle$ | $ \downarrow\downarrow\rangle$                              |                   | $\frac{1}{4}$     | -1                |
| 4 | $ \downarrow\uparrow\rangle$   | $b \downarrow\uparrow\rangle - a \uparrow\downarrow\rangle$ | $\frac{1}{4} b^2$ | $\frac{1}{4} a^2$ | $b^2 - a^2$       |

Dabei gibt  $\uparrow, \downarrow$  die Spinstellung des Elektrons,

$\uparrow, \downarrow$  die des Protons.

In Spalte 1: die Darstellung der Zustände im ideal starken Feld,

in Spalte 2: die Darstellung der Zustände im beliebigen Feld, nach den Zuständen des starken Feldes entwickelt.

Die Koeffizienten  $a$  und  $b$  sind Funktionen des Magnetfeldes.

Bei sehr starkem Feld ist  $a^2 = 0$ ,  $b^2 = 1$ , im sehr schwachen Feld wird  $a^2 = b^2 = 1/2$ .  $W\uparrow$  und  $W\downarrow$  sind die Wahrscheinlichkeiten, mit denen die Protonen-Spin-Einstellungen  $\uparrow$  bzw.  $\downarrow$  vorkommen.  $P_{\text{Kern}}$  gibt die Kernpolarisation des jeweiligen Zustandes an.

Wir wollen jetzt die Depolarisation beim Stripping-Vorgang untersuchen und nehmen an, der  $H^-$ -Strahl sei vollständig polarisiert ( $P_{\text{Kern}} = 1$ ), d. h. er enthält nur Zustände  $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ . Beim Übergang  $H^- \rightarrow H^0$  werden statistisch Elektronen mit Spineinstellung  $\uparrow$  oder  $\downarrow$  abgestreift. Wenn der Stripping-Vorgang im starken Magnetfeld stattfinden würde, bekäme man dabei die Zustände  $|\uparrow\uparrow\rangle$  und  $|\downarrow\uparrow\rangle$  mit gleicher Wahrscheinlichkeit.

In Wirklichkeit ist aber das Magnetfeld sehr schwach und man muß den Starkfeld-Zustand  $|\downarrow\uparrow\rangle$  mit  $b|\downarrow\uparrow\rangle - a|\uparrow\downarrow\rangle$  beschreiben. Im Augenblick des Entstehens dieses Zustandes ist aber der Anteil mit umgekehrtem Protonenspin noch nicht vorhanden, also  $b^2 = 1$ ,  $a^2 = 0$ . Nach einer Zeit  $t_H \gg t_L$  muß sich jedoch das Gleichgewicht  $b^2 = a^2$  einstellen, also

$t_H \ll t_L \rightarrow a^2 = 0; b^2 = 1; \text{ also keine Depolarisation}$

$t_H \gg t_L \rightarrow a^2 = b^2 = 1; \text{ Depolarisation.}$

Schematisch dargestellt:

|   | Starkes Magnetf.             | Schwaches Magnetfeld                                        | $W\uparrow$       | $W\downarrow$     | $P$         | $P(t_H \ll t_L)$ | $P(t_H \gg t_L)$ |
|---|------------------------------|-------------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------|------------------|------------------|
| 1 | $ \uparrow\uparrow\rangle$   | $ \uparrow\uparrow\rangle$                                  | $\frac{1}{2}$     |                   | 1           | 1                | 1                |
| 2 |                              |                                                             |                   |                   |             |                  |                  |
| 3 |                              |                                                             |                   |                   |             |                  |                  |
| 4 | $ \downarrow\uparrow\rangle$ | $b \downarrow\uparrow\rangle - a \uparrow\downarrow\rangle$ | $\frac{1}{2} b^2$ | $\frac{1}{2} a^2$ | $b^2 - a^2$ | 1                | 0                |

Das gilt zunächst nur für die Zustände eines Teilchens. Die Zeiten  $t_H$  sind jedoch statistisch verteilt und die Teilchen des Strahls verlieren die gegenseitige Phasenbeziehung. Deshalb sind die Ergebnisse repräsentativ für die Gesamtheit des Strahls und es gilt:

$$P_{\text{Strahl}} = 1/2 + 1/2 (b^2 - a^2) ;$$

$$P_{\text{Strahl}} (t_H \leq t_L) = P_{\text{Strahl}}(\text{Folie}) = 1 ;$$

$$P_{\text{Strahl}} (t_H \gg t_L) = P_{\text{Strahl}}(\text{Gas}) = 1/2 ;$$

Die gleichen Überlegungen gelten für einen  $H^-$ -Strahl im Zustand  $|\uparrow\downarrow\downarrow\rangle$ . Es konnte experimentell gesichert werden, daß die Strahlpolarisation bei Verwendung des Gasstrippers auf die Hälfte zurück geht.

#### 2.2.5. Die Energiestabilisierung des Beschleunigers

In einem hochstabilisierten und mit Kernresonanzmethoden reproduzierbar einstellbaren Magnetfeld wird der Strahl mit Soll-Energie um  $90^\circ$  abgelenkt. Anschließend läuft der Strahl zwischen zwei in der Ablenkebene des Magneten sich gegenüberstehenden MeBelektroden hindurch und erzeugt darauf ein symmetrisches Signal. Bei Abweichung der Tandemenergie vom Sollwert entsteht eine Abweichung des Strahls von der Sollbahn und dadurch eine unsymmetrische Stromanzeige auf den MeBelektroden. Aus dem Differenzsignal der MeBelektroden wird ein Steuersignal abgeleitet. Dieses regelt den Strom einer Coronaentladung, die zwischen Erdpotential und der Hochspannungselektrode des Beschleunigers brennt. Durch diese zusätzliche Belastung kann die Hochspannung des Beschleunigers mit Regelzeiten von  $10^{-2} \dots 10^{-1}$  sek auf dem Sollwert gehalten werden. Die Probleme bei der Stabilisierung des Beschleunigers mit kleinen Strahlströmen werden im Anhang besprochen [4.2.] .

## 2.3. Aufbau des Experiments

### 2.3.1. Überblick

Der polarisierte Protonenstrahl wird mit einer 1,5 mm x 7 mm Schlitzblende und einer darauf folgenden 2 mm x 8 mm Antistreibblende kolimiert. Die am Target erreichte Stromstärke lag bei 300 pA mit einer Protonenpolarisation von ca. 50 %. Zur Strahljustierung konnte sowohl an den Ort der Schlitzblende als an den Ort des Targets ein Beamviewer aus Zinksulfid gebracht werden. In der Streukammer waren gleichzeitig bis zu 8 Oberflächensperrschicht-Detektoren montiert. Vier Detektorzweige waren getrennt an vier 128-Kanal-Analysatoren angeschlossen, bis zu vier weitere Zweige waren über ein Routing-System den vier Gedächtnis-Gruppen eines 512-Kanal-Analysators zugewiesen. Bei späteren Messungen waren alle acht Detektoren über ein Routing-System an einen Computer angeschlossen. Der ungestreute Protonenstrahl wurde in einem Faraday-Becher gestoppt.

### 2.3.2. Die Streukammer

Das Experiment wurde in einer kommerziellen Streukammer der Firma ORTEC ausgeführt. Die Kammer besteht aus einem zylindrischen Teil (42 cm Innendurchmesser, 9 cm Höhe) mit einem unter Vakuum drehbaren Deckel und einem festen Bodenteil. Der Boden besitzt eine Schleuse, in die ein Targetrevolver für 8 Targets eingesetzt werden kann. Die Targets sitzen auf Stäben und können mit dem Targetrevolver wahlweise unter die Mitte der Streukammer gedreht werden. Die Targets können jetzt an den Stäben in den Strahlengang geschoben werden. Durch Verdrehen der Stäbe können die Targets in einen beliebigen, von außen ablesbaren Winkel zum Protonenstrahl gebracht werden. Der drehbare Deckel besitzt für die Montage von Detektoren und Blenden radiale Schwalbenschwanz-Nuten. Der Deckel und die zylindrische Wand der Streukammer besitzen Koax-Durchführungen zum Anschluß der Detektoren. Vor die Eintrittsöffnung der Kammer können mit einem Schiebemechanismus wahlweise 3 verschiedene Blenden gebracht werden. Ein zweiter gleichartiger Schieber befindet sich im Abstand von ca. 50 cm vor dem Target. Dieser ist unabhängig von der Justierung der Streukammer zusätzlich

justierbar. Er war mit der 1,5 mm x 7 mm Schlitzblende und dem ZnS-Beamviewer bestückt. Im anderen, etwa 20 cm vor dem Target liegenden Blendenwechsler war eine 5 mm Ø Kreisblende montiert, die mit der 1,5 mm x 7 mm Schlitzblende zu einer 1,5 mm x 5 mm Schlitzblende kombiniert werden konnte. Etwa 15 cm vor dem Target war die 2 mm x 8 mm Antistreibblende fest eingebaut. Das gesamte hier beschriebene Arrangement ist in den Aufhängungen nach allen Richtungen beliebig justierbar.

### 2.3.3. Das Target

Ein Teil der verwendeten  $C^{12}$ -Targets hatten eine Flächendichte von  $0,7 \text{ mg/cm}^2$  und wurde auf folgende Weise hergestellt: Eine kolloidale Lösung von Graphit wurde im Verhältnis 1 : 10 mit Alkohol verdünnt. Davon wurde eine geringe Menge auf einer sorgfältig gereinigten, fettfreien Glasplatte (Diaglas) verlaufen lassen. Gleichmäßige Targets der gewünschten Dicke bekommt man nur bei sehr langsamer Verdunstung des Lösungsmittels. Die Targets wurden daher beim Trocknen mit einer Haube bis auf einen etwa 1 mm breiten Spalt abgedeckt. Nach dem Verdunsten des Lösungsmittels wurde die Glasplatte in Wasser gelegt. Das Wasser kroch dabei zwischen das Glas und die Kohlenstoffschicht und löste dabei das Target ab. Die Kohlenstoffschicht ist mechanisch so stabil, daß sie mühelos auf ein Targeträhmchen geklebt werden konnte. Außer den 1,1 %  $C^{13}$  aus dem Isotopengemisch waren an Verunreinigungen einige Prozent Wasserstoff und Sauerstoff aus dem Alkohol bzw. dem Wasser vorhanden. Bei einem Teil der Messungen wurden Targets mit einer Dicke von etwa  $30 - 40 \text{ µg/cm}^2$  verwendet. Diese waren durch Aufdampfen von Kohlenstoff auf eine Glasplatte hergestellt. Das Verfahren ist unter <sup>15)</sup> ausführlich beschrieben.

### 2.3.4. Die Detektoren

Als Detektoren wurden Oberflächensperrschicht-Dioden verwendet, die zum größten Teil im Institut hergestellt worden waren <sup>16)</sup>. Das Silizium hatte einen Widerstand von 20... 40 kΩ, so daß man mit Diodenspannungen von 100 .... 300 V Sperrschichttiefen bis 1,3 mm erreichen konnte. Alle Detektoren hatten eine Tiefe die genügte, Protonen mit Energien bis zu 10 MeV zu stoppen. Das Auflösungsvermögen der Dioden lag bei 30 ... 40 keV.

Vor jedem der Detektoren war eine rechteckige, den Raumwinkel definierende Blende angebracht. Die Detektoren hatten einen Durchmesser von 22 mm, so daß Blenden von 11 mm x 20 mm verwendet werden konnten. Die Entfernung der den Raumwinkel definierenden Blenden vom Target betrug 7 cm. Diese Entfernung stellt einen Kompromiß dar. Einerseits möchte man für genaue Messung der Asymmetrie die Detektoren möglichst weit vom Target entfernt anbringen. Verschiebt sich nämlich der Strahl auf dem Target um eine Strecke  $d$ , so ändert sich (für einen Detektor unter  $90^\circ$ ) der Abstand  $D$  des Strahlflecks von der den Raumwinkel bestimmenden Blende auf  $D \pm d$ . Damit ist eine Änderung des Raumwinkels um den Faktor  $(1 \pm d/D)^2 \approx (1 \pm 2 d/D)$  verbunden. Durch die Schlitzblende ist  $d$  auf 1,5 mm beschränkt und kann aus Intensitätsgründen nicht verkleinert werden. Um die Raumwinkelschwankungen möglichst gering zu halten, muß man also den Detektorabstand  $D$  möglichst groß machen. Andererseits möchte man aus Intensitätsgründen den Detektorraumwinkel möglichst groß und damit  $D$  möglichst klein machen. Diese Forderung widerspricht der obigen; der Abstand  $D = 7$  cm ist ein Kompromiß zwischen Intensität und Meßgenauigkeit.

Bei der Messung von Anregungsfunktionen der Analysierstärke waren die Detektoren am drehbaren Streukammerdeckel montiert. Bei der Messung der Winkelverteilungen der Analysierstärke war es notwendig, im Winkelbereich von  $90^\circ$  bis  $160^\circ$  Detektoren in Abständen von  $10^\circ$  aufzustellen. Da für diese Detektoranordnung keine Schwalbenschwanznuten im Kammerdeckel waren, wurden die Detektoren auf einer halbkreisförmigen, genau in die Streukammer passenden Metallplatte montiert. Alle Detektoren waren durch ein Blechgehäuse und ein teleskopartiges Rohr vor der Detektorblende gegen seitlich eingestreute, nicht vom Target kommende Teilchen geschützt.

### 2.3.5. Die Elektronik

Mit der vorhandenen Elektronik konnten gleichzeitig bis zu acht Detektorzweige betrieben werden. Jeder dieser Zweige bestand aus einer Oberflächen-Sperrschicht-Diode als Teilchendetektor, einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, sowie einem Hauptverstärker mit variabler Differentiations- und

Integrationszeitkonstante. Die Vorverstärker waren an der Streukammer montiert, weil das Auflösungsvermögen durch große Kabelkapazitäten am ladungsempfindlichen Eingang der Vorverstärker verschlechtert wird. Für jede Diode war eine getrennt regelbare Detektor-Spannungsversorgung vorhanden. Zur Messung des Sperrstromes diente für jeweils 4 Detektoren ein umschaltbares Meßinstrument mit  $1\text{ }\mu\text{A}$  Vollausschlag, Anfänglich standen für die acht Detektorzweige vier 128-Kanal-Analysatoren zur Verfügung <sup>17)</sup>, sowie ein 512-Kanal-Analysator, der mit einem einfachen Routing-System als  $4 \times 128$ -Kanal-Analysator betrieben wurde. Bei den letzten Messungen wurden alle acht Kanäle über ein komplizierteres Routing-System vom ADC des On-line-Computers verarbeitet [4.4] . Die Programmierung des Computers ermöglichte gleichzeitiges Analysieren von acht Spektren in einem Datenbereich und Auswerten der vorher gemessenen Spektren in einem anderen Datenbereich. Ohne die Analyse anderer Spektren zu stören, konnten die ausgewerteten Spektren mit einem XY-Plotter gezeichnet oder zur Aufbewahrung auf Magnetband geschrieben werden. Die Messungen wurden von Hand gestartet und vom Targetstrom-Integrator nach Erreichen einer vorgewählten Targetladung unterbrochen [4.3] [4.4.3] . Die elektronischen Einzelheiten des Computer-Routingsystems werden im technischen Anhang beschrieben [4.4.] .

#### 2.3.6. Faradaybecher und Targetstrom-Integration

Eine genaue Integration des Targetstroms ist nötig, wenn man die Analysierstärke durch Umkehren der Polarisationsrichtung nur einem Detektor unter dem jeweiligen Streuwinkel mißt. Zur Strommessung wurde der Strahl in einem Faradaybecher aufgefangen. Um zu verhindern, daß die beim Abbremsen der Protonen entstehenden Sekundärelektronen den Faradaybecher verlassen, wurde ein Repeller-Ring auf  $-100\text{ V}$  gelegt. Die gesamte Anordnung war im Innern des geerdeten Strahlrohres montiert. Durch diese Abschirmung war es möglich, Ströme im  $100\text{ pA}$ -Bereich ohne von außen eingestreute Störungen zu messen. Die Meßleitung wurde über eine BNC-Vakuumdurchführung mit einer koaxialen Leitung an einen Operationsverstärker angeschlossen.

Als Isolationsmaterial wurden Teile aus Keramik und Teflon verwendet. Das Ausgangssignal des Operationsverstärkers wurde mit einem Analog-Frequenz-Converter (AFC) digitalisiert und mit einem Zählgerät integriert. Siehe Anhang [4.3.] .

### 3. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

#### 3.1. Die Bestimmung der Analysierstärke aus den Protonen-Spektren.

##### 3.1.1. Die Protonen-Spektren

Die Protonen-Spektren enthalten maximal vier Linien, die durch kinematische Betrachtungen auf Grund ihrer energetischen Lage eindeutig identifiziert werden konnten (Abb. 5). Die elastisch an Sauerstoff gestreuten Protonen erzeugen die Linie mit der größten Protonenenergie. Mit etwas kleinerer Energie treten die elastisch an Kohlenstoff gestreuten Protonen im Spektrum auf. Die inelastisch gestreuten Protonen überlassen dem  $C^{12}$ -Kern eine Anregungsenergie von 4.43 MeV und erzeugen eine im Protonen-Spektrum tiefer gelegene Linie. Die vierte Protonenlinie entsteht durch elastische Streuung von Protonen an Wasserstoff. Aus kinematischen Gründen tritt sie nur bei Vorwärtswinkeln auf und ihre energetische Lage im Spektrum hängt stark vom Streuwinkel ab.

Bei Streuwinkeln kleiner als etwa  $80^\circ$  (Lab) kann die Intensität der elastischen Kohlenstoff-Linien nicht mehr bestimmt werden, weil die elastische Sauerstoff-Linie auf Grund der Kinematik so nahe heranrückt, daß sie nicht mehr abgetrennt werden kann.

Durch die elastische Wasserstoff-Linie wird bei Vorwärtswinkeln in entsprechenden Bereichen der Einschluß-Energie die Auswertung der inelastischen Kohlenstoff-Linie unmöglich gemacht. Die Störung der Kohlenstoff-Spektren durch Anwesenheit von Sauerstoff und Wasserstoff läßt sich nicht vermeiden, wenn die Targets nach dem in [2.3.3.] beschriebenen Aufgußverfahren hergestellt werden.

Eine weitere Störung der  $C^{12}$ -Spektren wurde durch die Anwesenheit von 1,1 %  $C^{13}$  im Isotopengemisch des natürlichen Kohlenstoffs verursacht. Die elastischen Linien der beiden Isotopen konnten in den Spektren nicht getrennt werden. Auf Verwendung eines isotoopenreinen Targets konnte verzichtet werden, da der durch die Anwesenheit von  $C^{13}$  verursachte Fehler in der Analysierstärke  $A$  zu  $\Delta A = \pm 0,02$  abgeschätzt wurde [3.1.4.] .

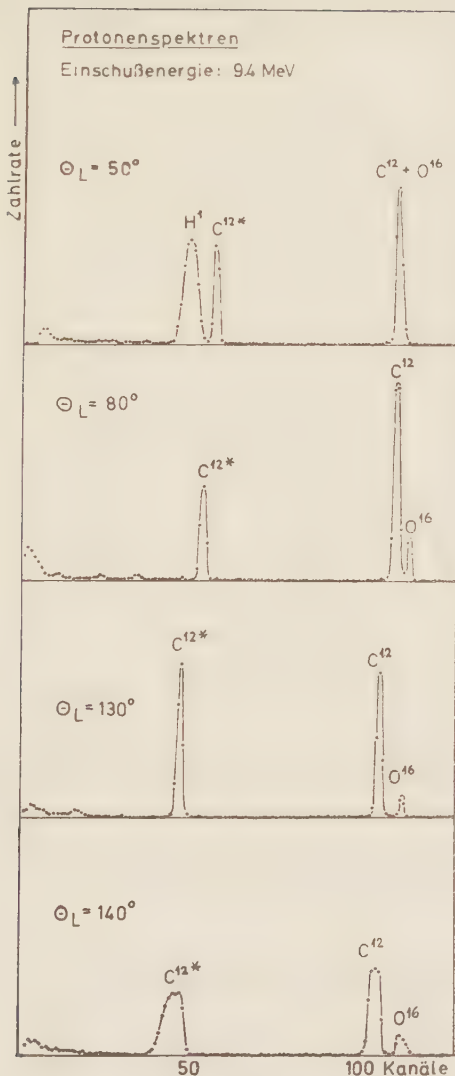


Abb. 5.

Beispiele für Spektren der an einem  $C^{12}$ -Target gestreuten Protonen. Die Linie der elastisch an  $C^{12}$  gestreuten Protonen ist mit " $C^{12}$ ", die der inelastisch gestreuten ( $Q = 4.43$  MeV) mit " $C^{12*}$ " bezeichnet. Die Linien " $O^{16}$ " und " $H^1$ " entstehen bei elastischer Streuung an Wasserstoff und Sauerstoff (Targetverunreinigungen).

Trotz des guten Auflösungsvermögens der Detektoren (30-40 keV) trat bei Rückwärtswinkeln eine kastenförmige Verbreiterung der Protonenlinien auf, die auf die Dicke des Targets ( $0,7 \text{ mg/cm}^2$ ) zurückgeführt werden kann.

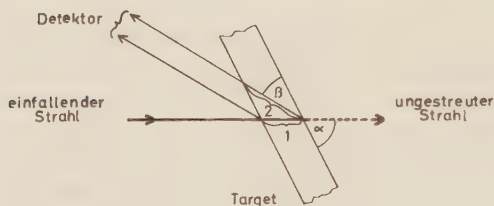


Abb. 6

Wird ein Proton in einem Target der Dicke  $d$  gestreut (Abb. 6), so wird es auf seinem Weg innerhalb des Targets abgebremst. Wird das Proton bei Eintritt ins Target sofort wieder nach rückwärts aus dem Target herausgestreut, so ist der Weg im Inneren des Targets  $s = 0$ . Wird es nach Durchlaufen des Weges "1"  $= d \cos^{-1} \alpha$  gestreut, so muß es bis zum Verlassen des Targets den Weg "2"  $= d \cos^{-1} \beta$  laufen und legt dabei innerhalb des Targets den Gesamtweg  $s_{\max} = d (\cos^{-1} \alpha + \cos^{-1} \beta)$  zurück. Je nach Streuort kommen alle Wege  $0 \leq s \leq s_{\max}$  mit gleicher Wahrscheinlichkeit vor. Das führt zu einer kastenförmigen Verbreiterung der Protonenlinie im Spektrum, die von der Targetdicke  $d$ , dem Targetwinkel  $\alpha$  und dem Streuwinkel  $\theta_L = (180^\circ - \alpha + \beta)$  abhängt. Die gemessene Linienverbreiterung ist mit der bekannten Targetdicke von  $0,7 \text{ mg/cm}^2$  verträglich.

### 3.1.2. Die Bestimmung der Asymmetrie PA aus den Spektren

Die auf Lochstreifen vorliegenden Spektren wurden mit einer Kombination von Lochstreifen-Lesegerät und Schreibmaschine ausgedruckt. Um die Intensität der Protonenlinien zu ermitteln, wurde eine bestimmte Anzahl von Kanälen aufaddiert, die vom Auflösungsvermögen des jeweiligen Detektors abhing und für alle Einschußenergien gleich blieb.

Bei der Auswertung der elastisch gestreuten Protonen konnte der Untergrund vernachlässigt werden. Bei den inelastisch gestreuten Protonen hängt der Untergrund von der energetischen Lage der Linie ab. Bei kleinen Einschußenergien haben die inelastisch gestreuten Protonen kleine Energie und liegen auf einem hohen, mit zunehmender Energie stark abfallenden Untergrund. Bei größeren Einschußenergien ist der Untergrund mit 5 - 10 % zwar kleiner, aber nicht vernachlässigbar. Als Korrektur wurde der Untergrund in zur Linie benachbarten Kanälen benutzt. Um auch die inelastischen Linien auswerten zu können, die auf dem hohen, stark abfallenden Untergrund lagen, wurden größere Methoden benutzt, die sich in einer Vergrößerung des angegebenen Fehlers bemerkbar machen. Dazu wurden Schranken für den Untergrund aus Spektren mit benachbarten Einschußenergien gewonnen.

Aus diesen durch Aufaddieren der Kanäle gewonnenen Intensitäten  $N_{\uparrow}$  und  $N_{\downarrow}$  wurde die Asymmetrie PA bestimmt und zwar [2.1.1, 2]

$$PA = \frac{N_{\uparrow l} - N_{\downarrow l}}{N_{\uparrow l} + N_{\downarrow l}} \quad \text{für Detektoren links vom Strahl}$$

$$PA = \frac{N_{\downarrow r} - N_{\uparrow r}}{N_{\downarrow r} + N_{\uparrow r}} \quad \text{für Detektoren rechts vom Strahl}$$

Für mindestens zwei Streuwinkel wurde die Auswertung von PA während des Experiments vorgenommen, um etwa auftretende grobe Fehler sofort zu erkennen.

### 3.1.3. Die Bestimmung der Strahlpolarisation P

Um aus der Meßgröße PA die Analysierstärke A des Targetkernes  $C^{12}$  zu berechnen, muß man die zunächst unbekannte Strahlpolarisation A kennen. Diese Aufgabe umfaßt zwei Teile, nämlich die Strahlpolarisation an Absolutmessungen der Analysierstärke zu eichen und außerdem die Sicherheit zu gewinnen, daß die Polarisation zwischen den Eichmessungen konstant bleibt. Es wurde daher folgende Meßtechnik verwendet: Der interessierende Energiebereich wurde zunächst mit zunehmender Energie in groben Schritten untersucht. Später wurden mit abnehmender

Energie Zwischenwerte gemessen und aus der Konsistenz der verschiedenen Meßreihen auf eine konstante Polarisierung geschlossen. Die Messungen wurden später mit den bei einigen Energien und Streuwinkeln aus Doppelstreuexperimenten bekannten Absolutwerten 4) 18) 19) der Analysierstärke A verglichen und die Strahlpolarisation mit einer Genauigkeit von  $\Delta P = \pm 0,01$  bestimmt. Die Polarisierung des Protonenstrahls war innerhalb einer Meßreihe innerhalb des angegebenen Fehlers  $\Delta P$  konstant.

### 3.1.4. Abschätzung des Fehlers der Analysierstärke A

Bei den geringen Strahlströmen der Quelle für polarisierte Protonen ist es wichtig, die Meßzeit optimal zu nutzen. Dazu muß man feststellen, in welchem Verhältnis der statistische Fehler zu den übrigen Fehlern steht. In die Analysierstärke  $A = 1/p \cdot \epsilon$  mit  $\epsilon = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$  gehen die Fehler  $\Delta N_{\uparrow}$  und  $\Delta N_{\downarrow}$  aus den Zählraten  $N_{\uparrow}$  bzw.  $N_{\downarrow}$ , sowie der Fehler  $\Delta P$  der Strahlpolarisation P ein. Der bei der elastischen Streuung zusätzlich auftretende Fehler  $\Delta A_v$  aus Targetverunreinigungen unbekannter Analysierstärke wird getrennt abgeschätzt.

Die Fehler der Zählrate N setzen sich zusammen aus:

$$S_{\uparrow} = (\Delta N_{\uparrow})_s / N_{\uparrow} = N_{\uparrow}^{-1/2}; \quad S_{\downarrow} = (\Delta N_{\downarrow})_s / N_{\downarrow} = N_{\downarrow}^{-1/2}; \quad (\text{Statistik})$$

$$I = (\Delta N_{\uparrow})_i / N_{\uparrow} = (\Delta N_{\downarrow})_i / N_{\downarrow} \leq 0,005; \quad (\text{Targetstrom-Integr.})$$

$$\Omega = (\Delta N_{\uparrow})_{\Omega} / N_{\uparrow} = (\Delta N_{\downarrow})_{\Omega} / N_{\downarrow} \leq 0,02; \quad (\text{Raumwinkeländerung bei Strahlschwankung am Target})$$

$$K = (\Delta N_{\uparrow})_k / N_{\uparrow} = (\Delta N_{\downarrow})_k / N_{\downarrow} \leq 0,02; \quad (\text{Fehler bei der Wahl der aufaddierten Kanäle})$$

und ergeben einen Gesamtfehler der Zählrate

$$(\Delta N_{\uparrow})^2 = (S_{\uparrow}^2 + I^2 + \Omega^2 + K^2) \cdot N_{\uparrow}^2 = [N_{\uparrow}^{-1} + (I^2 + \Omega^2 + K^2)] \cdot N_{\uparrow}^2;$$

$$(\Delta N_{\downarrow})^2 = (S_{\downarrow}^2 + I^2 + \Omega^2 + K^2) \cdot N_{\downarrow}^2 = [N_{\downarrow}^{-1} + (I^2 + \Omega^2 + K^2)] \cdot N_{\downarrow}^2;$$

Der Fehler in der Strahlpolarisation betrug:  $\Delta P = 0,01$ ;

Es gilt dann:

$$\begin{aligned}\Delta A^2 &= \left(\frac{\partial A}{\partial N\uparrow}\right)^2 (\Delta N\uparrow)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N\downarrow}\right)^2 (\Delta N\downarrow)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial P}\right)^2 (\Delta P)^2 \\ &= \frac{1}{P^2} \left[ \left(\frac{2N\downarrow}{(N\uparrow+N\downarrow)^2}\right)^2 (N\uparrow + (I^2 + Q^2 + K^2) N\uparrow^2) + \left(\frac{-2N\uparrow}{(N\uparrow+N\downarrow)^2}\right)^2 (N\downarrow + (I^2 + Q^2 + K^2) N\downarrow^2) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\varepsilon}{P}\right)^2 (\Delta P)^2 \right]\end{aligned}$$

Ersetzt man in diesem Ausdruck  $N\uparrow$  und  $N\downarrow$  durch  $\varepsilon$

mit

$$N\uparrow = N \frac{1+\varepsilon}{2} ; N\downarrow = N \frac{1-\varepsilon}{2} ;$$

so ist

$$\begin{aligned}\Delta A^2 &= \frac{1}{P^2} \left[ \frac{1-\varepsilon^2}{N} + \frac{(1-\varepsilon^2)^2}{2} (I^2 + Q^2 + K^2) + \left(\frac{\varepsilon}{P}\right)^2 (\Delta P)^2 \right] \\ &\approx 2^2 \left[ \frac{1-\varepsilon^2}{N} + \frac{(1-\varepsilon^2)^2}{2} (8,25 \cdot 10^{-4}) + 4 \varepsilon^2 \right]\end{aligned}$$

Dabei wurde  $P = 0,5$  eingesetzt. Damit kann man eine Tabelle schreiben, in der die Abhängigkeit des Fehlers  $\Delta A$  von  $N$  und  $\varepsilon$  zum Ausdruck kommt.

|                    | $\varepsilon = 0$   | $\varepsilon = 0,1$ | $\varepsilon = 0,2$ | $\varepsilon = 0,3$ | $\varepsilon = 0,4$ | $\varepsilon = 0,5$ |
|--------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| $N = 10^7$         | $4,1 \cdot 10^{-2}$ | $4,1 \cdot 10^{-2}$ | $4,0 \cdot 10^{-2}$ | $3,9 \cdot 10^{-2}$ | $3,8 \cdot 10^{-2}$ | $3,7 \cdot 10^{-2}$ |
| $N = 10^6$         | 4,1                 | 4,1                 | 4,0                 | 3,9                 | 3,8                 | 3,7                 |
| $N = 10^5$         | 4,2                 | 4,2                 | 4,1                 | 4,0                 | 3,9                 | 3,7                 |
| $N = 3 \cdot 10^4$ | 4,3                 | 4,2                 | 4,2                 | 4,1                 | 4,0                 | 3,8                 |
| $N = 10^4$         | 4,6                 | 4,5                 | 4,5                 | 4,4                 | 4,2                 | 4,1                 |
| $N = 3 \cdot 10^3$ | 5,5                 | 5,4                 | 5,4                 | 5,3                 | 5,1                 | 4,9                 |
| $N = 10^3$         | 7,5                 | 7,5                 | 7,4                 | 7,2                 | 7,0                 | 6,6                 |
| $N = 3 \cdot 10^2$ | 12                  | 12                  | 12                  | 11                  | 11                  | 10                  |
| $N = 10^2$         | 21                  | 21                  | 20                  | 20                  | 19                  | 17                  |

In der Linie der elastisch an  $C^{12}$  gestreuten Protonen sind auch die elastisch an  $C^{13}$  gestreuten Protonen enthalten und können nicht abgetrennt werden. Deshalb wird der Fehler  $\Delta A_V$ , der bei der Bestimmung

der Analysierstärke von  $C^{12}$  durch die Verunreinigung mit  $C^{13}$  verursacht wird, abgeschätzt.

Es sei

$N \uparrow, \downarrow = N \cdot (1 \pm \epsilon)/2$  die Zahl der an  $C^{12}$  gestreuten Protonen mit der Asymmetrie  $\epsilon = P \cdot A(C^{12})$ ,

$n \uparrow, \downarrow = n \cdot (1 \pm \eta)/2$  die Zahl der an  $C^{13}$  gestreuten Protonen mit der Asymmetrie  $\eta = P \cdot A(C^{13})$ .

Dann kann man für die gemessene Analysierstärke  $A_{\text{exp}}$  schreiben

$$A_{\text{exp}} = \frac{1}{P} \frac{(N \uparrow + n \uparrow) - (N \downarrow + n \downarrow)}{(N \uparrow + n \uparrow) + (N \downarrow + n \downarrow)} = \frac{1}{P} \cdot \frac{\epsilon + n/N \cdot \eta}{1 + n/N} ;$$

$$\Delta A_V = A(C^{12}) - A_{\text{exp}} = \frac{1}{P} \cdot \frac{1}{1 + n/N} (\epsilon - \eta) ;$$

$$\Delta A_V = \frac{1}{1 + n/N} \cdot [A(C^{12}) - A(C^{13})] ; \text{ wobei } |A(C^{12}) - A(C^{13})| \leq 2 ;$$

Mit  $n/N \approx 10^2$  wird dann  $\Delta A_V \leq 2 \cdot 10^{-2}$ ;  $\Delta A_V$  muß für die Abschätzung des Fehlers von A zu den tabellierten Fehlern  $\Delta A(N, \epsilon)$  addiert werden.

### 3.2. Die Energieabhängigkeit der Analysierstärke

#### 3.2.1. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für die elastische Streuung von polarisierten Protonen an $C^{12}$ .

Bei den Winkeln  $\Theta$  (Lab) =  $100^\circ$ ,  $130^\circ$  und  $140^\circ$  wurde die Analysierstärke A in Abhängigkeit von der Protonenenergie  $E_p$  im Bereich  $4,6 \text{ MeV} \leq E_p \leq 9,4 \text{ MeV}$  gemessen (Abb. 7). Dabei bedeutet  $E_p$  die Energie, auf die die mit Tandemenergie  $E_t$  eingeschossenen Protonen in der Mitte des Targets abgebremst worden sind.

Als direktes Ergebnis läßt sich angeben: Alle aus  $\sigma$ -Messungen bekannten Anomalien <sup>20), 21), 22)</sup> wurden im gemessenen Energiebereich auch in den Anregungsfunktionen der Analysierstärke gefunden, jedoch keine zusätzlichen Resonanzen bei anderen Energien. Über Unterschiede in den aus  $\sigma$ -Messungen und A-Messungen gewonnenen Resonanzparametern wird später berichtet [3.3.] .

Bei der Messung der Anregungsfunktionen stellte sich heraus, daß es zwischen den Resonanzen Energiebereiche gibt, in denen

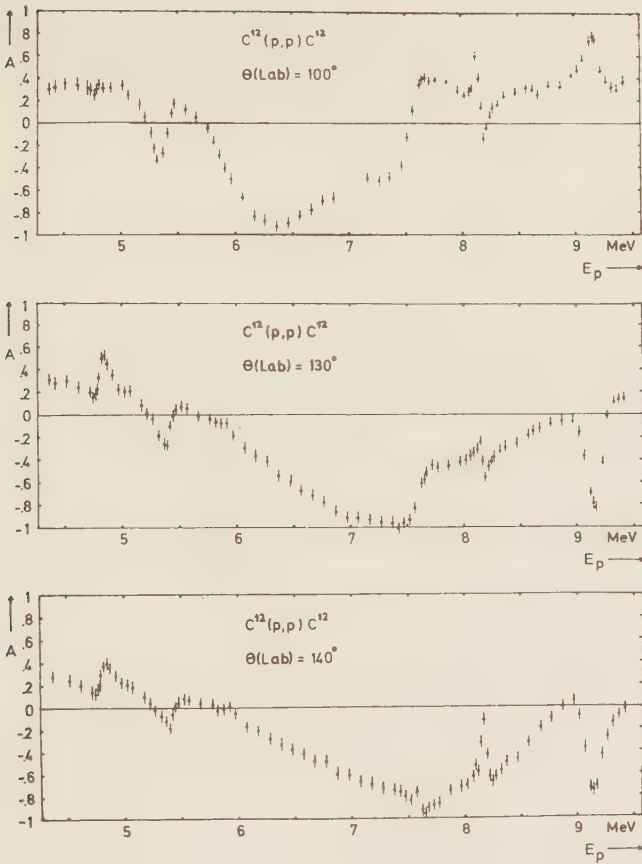


Abb. 7

Die Analysierstärke  $A$  für die elastische Streuung von Protonen an  $C^{12}$  in Abhängigkeit von der Protonenenergie  $E_p$ . Die Energieskala ist auf die mittlere Energie nach Abbremsung im Target korrigiert. Die Fehlerbalken enthalten neben dem statistischen Fehler auch systematische Fehler. Zur Anomalie bei 9.15 MeV vergl. auch Abb. 9.

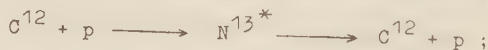
die Analysierstärke sehr groß und verhältnismäßig energieunabhängig ist (Abb. 7). Solche Gebiete in den Anregungsfunktionen der Analysierstärke eignen sich deshalb sehr gut als Eichpunkte bei späteren Messungen der Quellenpolarisation. Als wichtige Referenzpunkte seien genannt:

| $\Theta$ (Lab) | $E_p$   | A                 |
|----------------|---------|-------------------|
| $100^\circ$    | 6,4 MeV | $- 0,93 \pm 0,05$ |
| $130^\circ$    | 7,4 MeV | $- 1,00 \pm 0,05$ |
| $80^\circ$     | 7,8 MeV | $+ 0,85 \pm 0,05$ |

Die Analysierstärke erreicht auch in den Resonanzen große Werte, jedoch nur über Energiebereiche von etwa 20 keV. Sie sind daher als Referenzpunkte nur bedingt geeignet.

### 3.2.2. Möglichkeiten zum Vergleich mit Theorien

Zu der Streuung  $C^{12}(p,p) C^{12}$  gibt es folgende Modellvorstellung: Bei der Streuung wird der Zwischenkern  $N^{13}$  gebildet



Für den Einbau des Protons in den Targetkern gibt es im untersuchten Energiebereich folgende einfachen Möglichkeiten <sup>24), 25)</sup>

- (i) Der Kern  $C^{12}$  bleibt im Grundzustand und das Proton wird mit seiner gesamten Energie in eine Einteilchen-Bahn eingefangen. Dabei entsteht ein etwa 2 MeV breiter Einteilchenzustand  $3/2^+$ .
- (ii) Das eingefangene Proton gibt einen Teil seiner Energie an den  $C^{12}$ -Kern ab und bringt ihn in einen angeregten Zustand. Das Proton wird mit der restlichen Energie in eine  $s_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$  oder  $p_{3/2}$ -Bahn eingefangen und koppelt mit dem angeregten  $C^{12}$ .

Der erste angeregte Zustand im  $C^{12}$  ist ein  $2^+$ -Zustand. Er entsteht im wesentlichen durch die Verkopplung eines  $p_{3/2}$ -Loches mit dem  $p_{1/2}$ -Teilchen zu  $[1 p_{3/2}^{-1}, 1 p_{1/2}]_2^+$ . Koppelt man daran die Zustände, in die das Proton eingefangen werden kann, so erhält man folgende Möglichkeiten für die Zustände des Zwischenkerns  $N^{13}$ :

$$[p_{3/2}^{-1}, p_{1/2}]_2 \cdot s_{1/2} \longrightarrow \begin{cases} 5/2^+ \\ 3/2^+ \end{cases}$$

$$[p_{3/2}^{-1}, p_{1/2}]_2 \cdot p_{1/2} \longrightarrow \begin{cases} 5/2^- \\ 3/2^- \end{cases}$$

$$[p_{3/2}^{-1}, p_{1/2}]_2 \cdot p_{3/2} \longrightarrow \begin{cases} 7/2^- \\ 5/2^- \\ 3/2^- \\ 1/2^- \end{cases}$$

Alle im untersuchten Energiebereich gefundenen Resonanzen haben Spins, die sich dadurch erklären lassen. Auch die Breiten der Resonanzen, die durchwegs in der Größenordnung von 100 keV liegen, lassen sich mit dem 2-Teilchen 1-Loch-Bild gut vereinbaren. Die einzige Ausnahme bildet eine etwa 15 keV breite Resonanz, die einer 90 keV breiten  $7/2^-$ -Resonanz bei der gleichen Energie überlagert ist [3.3] .

Zur Erläuterung sind die Resonanzen im  $N^{13}$ -Zwischenkern hier als Tabelle zusammengestellt.

Das breite Einteilchenniveau  $E = 6.6 \text{ MeV}$   $3/2^+$  1720 keV

|                             |   |                         |         |         |
|-----------------------------|---|-------------------------|---------|---------|
| Die schmalen 2T, 1L-Niveaus | { | $E = 4.8 \text{ MeV}$   | $5/2^+$ | 12 keV  |
|                             |   | $E = 5.3 \text{ MeV}$   | $3/2^+$ | 74 keV  |
|                             |   | $E = 5.9 \text{ MeV}$   | $5/2^-$ | 70 keV  |
|                             |   | $E = 7.5 \text{ MeV}$   | $1/2^-$ | 250 keV |
|                             |   | $E = 8.2 \text{ MeV}$   | $3/2^-$ | 30 keV  |
|                             |   | $E = 9.155 \text{ MeV}$ | $7/2^-$ | 90 keV  |

Ein etwa 15 keV breites Niveau  $E = 9.150 \text{ MeV}$   $5/2^-$  12 keV

Teilchen-Loch-Rechnungen, die für den 1T, 1L-Fall bereits bei einigen Kernen zum Vergleich mit dem Experiment gekommen sind 26) 27), können auch für den 2T, 1L-Fall des Zwischenkerns  $N^{13}$  ausgeführt und an den Anregungsfunktionen von  $^6\text{C}$  und  $A$  geprüft werden. Insbesondere müßten sich die  $3/2^-$  bzw.  $5/2^-$ -Zustände, die durch Ankoppeln eines  $p_{1/2}$ -Protons an den  $2^+$ -Zustand des  $C^{12}$ -Kernes entstehen, von den  $3/2^-$  bzw.  $5/2^-$ -Zuständen unter-

scheiden, die beim Ankoppeln eines  $p_{3/2}$ -Protons gebildet werden. Sie unterscheiden sich in der Spin-Stellung des eingefangenen Protons und müßten verschiedene Anregungsfunktionen der Analysierstärke zeigen. Die Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnittes sollten jedoch ähnlich sein, da sich die beiden Streuzustände nicht im Bahndrehimpuls unterscheiden.

Eine weitere Möglichkeit, die Messungen mit theoretischen Modellvorstellungen zu vergleichen, bieten das Optische Modell (28). Da das Optische Modell nur das gemittelte Verhalten der Kerneigenschaften betrachtet, kann es nur an den Stellen mit den Messungen verglichen werden, an denen kein Resonanzverhalten auftritt. Betrachtet man jedoch nur die Analysierstärke, die als Untergrund zwischen den Resonanzen vorhanden ist, so kann man damit Parameter des Optischen Modells ermitteln. Die  $3/2^+$ -Einteilchenresonanz sollte vom Optischen Modell widergegeben werden können.

### 3.2.3. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für die inelastische Streuung von Protonen an $C^{12}$

Bei den Winkeln  $\theta$  (Lab) =  $100^\circ$ ,  $130^\circ$  und  $140^\circ$  wurde die Analysierstärke  $A$  in Abhängigkeit von der Protonenenergie  $E_p$  im Bereich  $5.7$  ( $6.0$ )  $\text{MeV} \leq E_p \leq 9.4$   $\text{MeV}$  gemessen (Abb. 8). Auch hier wurden im untersuchten Energiebereich alle aus  $\sigma$ -Messungen bekannten Anomalien (20) (21) mit  $A$ -Messungen gefunden. Auffallend ist jedoch, daß die  $5/2^-$ -Resonanz bei  $5.9$   $\text{MeV}$  in der Anregungsfunktion der Analysierstärke für inelastische Streuung sehr deutlich ausgeprägt ist. Die Breite in der Größenordnung von  $100$   $\text{keV}$  läßt sich mit dem  $2T$ ,  $1L$ -Bild gut erklären. Das ausgeprägte Auftreten dieser Resonanz in der Analysierstärke für inelastische Streuung ist überraschend, weil diese Resonanz im elastischen Wirkungsquerschnitt nur wenig ausgeprägt ist und in der Analysierstärke für elastische Streuung nur schwach zu erkennen ist.

Bei den Energien  $E = 5.9$ ,  $7.5$ ,  $8.2$ , sowie  $9.15$   $\text{MeV}$  findet man Resonanzen sowohl für elastische Streuung, als auch für inelastische Streuung. Die ebenfalls bei  $9.15$   $\text{MeV}$  liegende schmale ( $15$   $\text{keV}$ ) Resonanz zeigt sich jedoch nur im elastischen Wirkungsquerschnitt und in der Analysierstärke für elastische Streuung (Abb. 9).

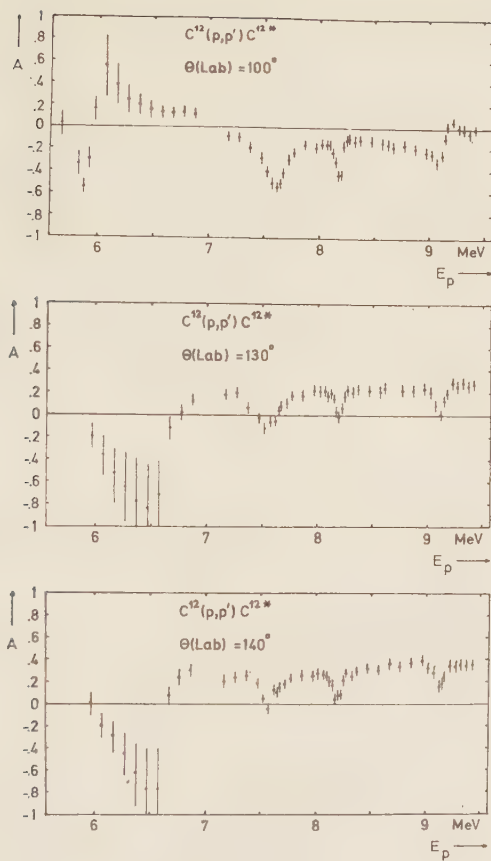
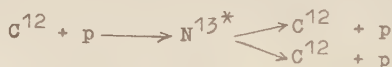


Abb. 8

Die Analysierstärke  $A$  für die inelastische Streuung von Protonen an  $C^{12}$  in Abhängigkeit von der Protonenenergie  $E_p$ . Die Energieskala ist auf die mittlere Energie nach Abbremsung im Target korrigiert. Die Fehlerbalken enthalten neben dem statistischen Fehler auch systematische Fehler.

Die Tatsache, daß bei den oben genannten Resonanzen der elastische Kanal mit dem inelastischen Kanal korreliert ist, stützt die 2T, 1L-Beschreibung des Zwischenkernes  $N^{13}$  (24), (25). Dieser wird durch Anregung des  $C^{12}$ -Kernes zum 4.43 MeV 1T, 1L-Zustand und Ankoppeln des eingefangenen  $s_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$  oder  $p_{3/2}$ -Protons erzeugt. Erst dann unterscheidet sich der elastische und der inelastische Kanal. Im Falle der elastischen Streuung gewinnt das Proton die zur Anregung des 4.43 MeV-Zustandes abgegebene Energie wieder zurück und wird mit der ursprünglichen Energie emittiert. Im Falle der inelastischen Streuung verbleibt die Anregungsenergie im  $C^{12}$  und das Proton wird mit verminderter Energie emittiert. Die Anregungsenergie wird als 4.43 MeV- $\gamma$ -Quant abgegeben. Es bleibt der Theorie vorbehalten, ihre Vorstellungen über den Mechanismus bei der Streuung



an den Anregungsfunktionen der Analysierstärke zu prüfen.

### 3.3. Winkelverteilungen der Analysierstärke und Resonanzparameter bei der 9.15 MeV-Anomalie

#### 3.3.1. Messung der Winkelverteilungen von A bei Energien um 9.15 MeV

Winkelverteilungen der Analysierstärke  $A = A(\theta)$  wurden bei 19 Einschüßenergien zwischen 9.0 MeV und 9.45 MeV gemessen (Abb.11). Bei den Messungen der Meßreihe A waren gleichzeitig 8 Detektoren bei den Winkeln  $\theta$  (Lab) =  $90^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $110^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$  und  $160^\circ$  montiert. Das Target hatte eine Dicke von  $0.7 \text{ mg/cm}^2$ . Bei der Meßreihe B waren die Detektoren bei den Streuwinkeln  $\theta$  (Lab) =  $100^\circ$ ,  $110^\circ$ ,  $127^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $147^\circ$ ,  $153^\circ$  und  $160^\circ$  montiert, das Target hatte eine Dicke von etwa  $70 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$ . In der folgenden Tabelle ist zusammengestellt, bei welchen Energien die Messungen A bzw. B durchgeführt wurden.

| Tandemenergie | Meßreihe |   | Tandemenergie | Meßreihe |   |
|---------------|----------|---|---------------|----------|---|
| 9.000 MeV     | A        | B | 9.175 MeV     | A        |   |
| 9.050 MeV     | A        | B | 9.180 MeV     |          | B |
| 9.100 MeV     | A        | B | 9.190 MeV     |          | B |
| 9.110 MeV     |          | B | 9.200 MeV     | A        | B |
| 9.120 MeV     |          | B | 9.250 MeV     | A        |   |
| 9.130 MeV     |          | B | 9.300 MeV     | A        | B |
| 9.140 MeV     |          | B | 9.350 MeV     | A        |   |
| 9.150 MeV     | A        | B | 9.400 MeV     | A        |   |
| 9.160 MeV     |          | B | 9.450 MeV     | A        |   |
| 9.170 MeV     |          | B |               |          |   |

Meßwerte für  $\Theta(\text{Lab}) = 80^\circ$  wurden aus früheren Messungen zur Meßreihe A dazugenommen.

Für einige Energien des untersuchten Bereichs lagen Streuphasensätze vor <sup>21), 22)</sup>, aus denen A-Winkelverteilungen berechnet werden konnten. Um die gerechneten Winkelverteilungen mit den gemessenen vergleichen zu können, muß sichergestellt werden, daß die Energieskala unseres Beschleunigers mit der übereinstimmt, in der die Streuphasensätze angegeben sind. Dazu wurde zunächst die Tandemenergie  $E_t$  auf die mittlere Energie  $E_p$  umgerechnet, die die Protonen nach Abbremsung in der Mitte des Targets haben. In dieser Energieskala wurden die Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega} =$

$N^\uparrow + N^\downarrow$  aufgetragen (Abb. 9a). Eine gleichartige Darstellung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie war in der Arbeit enthalten, aus der die Streuphasensätze entnommen wurden <sup>22)</sup>. Die energetische Lage der Resonanzstruktur konnte in beiden Darstellungen verglichen werden, wobei sich eine Übereinstimmung der beiden Energieeichungen innerhalb der Ablesegenauigkeit von etwa 5 keV ergab.

### 3.3.2. Diskussion der Meßergebnisse

Die Spin- und Paritätszuordnungen der  $C^{12}(p,p) C^{12}$ -Anomalie bei 9.15 MeV sind sehr unterschiedlich. Kurath et al <sup>29), 30)</sup> sagten einen  $9/2^+$ -Zustand aus Schalenmodellrechnungen voraus.

Shute et al <sup>31)</sup> bestimmten den Zustand zu  $7/2^-$ . Swint et al <sup>32)</sup> vermuteten, daß der Zustand aus zwei Resonanzen besteht und machten eine vorläufige Spinzuzuordnung von  $7/2^-$  -  $3/2^+$ . Bei Präzisionsmessungen sah Swint et al <sup>20)</sup> eine Doppelstruktur in der Anregungsfunktion des Wirkungsquerschnittes bei  $90^\circ$  und  $140^\circ$  und machte sehr sorgfältige Streuphasenanalysen <sup>22)</sup>. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist eine Spinzuzuordnung von  $7/2^-$  -  $5/2^-$  und Terrell et al <sup>18)</sup> sieht seine Ergebnisse von Doppelstreuexperimenten in Einklang mit diesen Analysen.

Vergleicht man damit die vorliegenden Messungen, so fällt zweierlei auf: Die Anomalie bei 9.15 MeV besteht tatsächlich aus zwei ineinander geschachtelten Resonanzen. Die von Swint et al <sup>22)</sup> für das Doublett aufgestellten Streuphasen liefern Vorhersagen für die Analysierstärke, die nicht mit den vorliegenden Messungen vereinbar sind.

Die Doppelresonanz besteht nach Swint et al <sup>22)</sup> aus einer etwa 90 keV breiten  $7/2^-$ -Resonanz und einer damit verschachtelten 12 keV breiten  $5/2^-$ -Resonanz. Das Auftreten der Doppelstruktur ist sehr deutlich zu sehen in den Anregungsfunktionen der Analysierstärke für elastische Streuung (Abb. 9b). Diese Tatsache spricht für die Spinzuzuordnung  $7/2^-$  -  $5/2^-$ , weil sich dabei wohl die Spins, nicht aber die Bahndrehimpulse der beiden Resonanzen unterscheiden und weil unterschiedliche Spinstellungen Effekte in der Analysierstärke erwarten lassen. In der Anregungsfunktion des elastischen Wirkungsquerschnittes ist die Doppelstruktur nur schwach zu erkennen (Abb. 9a). Die Anregungsfunktionen des inelastischen Wirkungsquerschnittes (Abb. 10a) und der inelastischen Analysierstärke (Abb. 10b) zeigen im untersuchten Winkelbereich keine Anzeichen einer Doppelstruktur. Das könnte bedeuten, daß nur die breite  $7/2^-$ -Resonanz einen  $N^{13}$ -Zwischenzustand aufbaut, der den angeregten  $2^+$ -Zustand des  $C^{12}$  enthält und somit in den 4.43 MeV inelastischen Kanal zerfallen kann. Auch die unterschiedlichen Breiten von 90 keV ( $7/2^-$ ) und 12 keV ( $5/2^-$ ) sprechen für verschiedenartige Mechanismen bei der Bildung des  $N^{13}$ -Zwischenkerns.

Die von Swint et al <sup>22)</sup> aus Wirkungsquerschnittsmessungen ermittelten Streuphasensätze erlauben die Berechnung von Winkelverteilungen der Analysierstärke. Diese zeigen beim Vergleich mit den vorliegenden Messungen erhebliche Abweichungen (Abb. 11), die weit außerhalb der Fehlergrenzen der Messungen liegen.

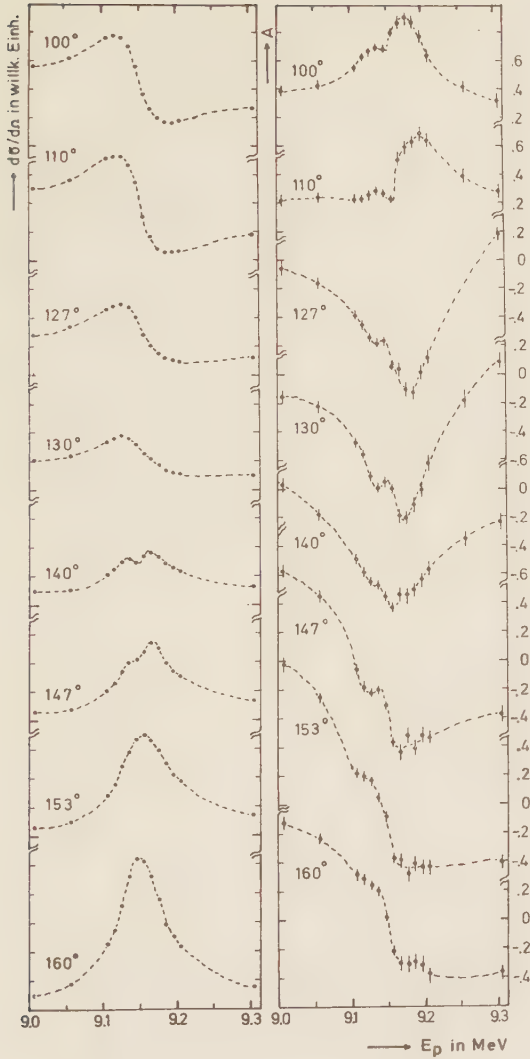


Abb. 9

Für die Anomalie bei 9.15 MeV sind unter (a) die Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnittes, unter (b) die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für elastische Streuung von Protonen an  $C^{12}$  dargestellt. Es sind deutlich zwei dicht beieinanderliegende Resonanzen zu erkennen. Die gestrichelten Kurven dienen als Sichthilfe.

(a)

(b)

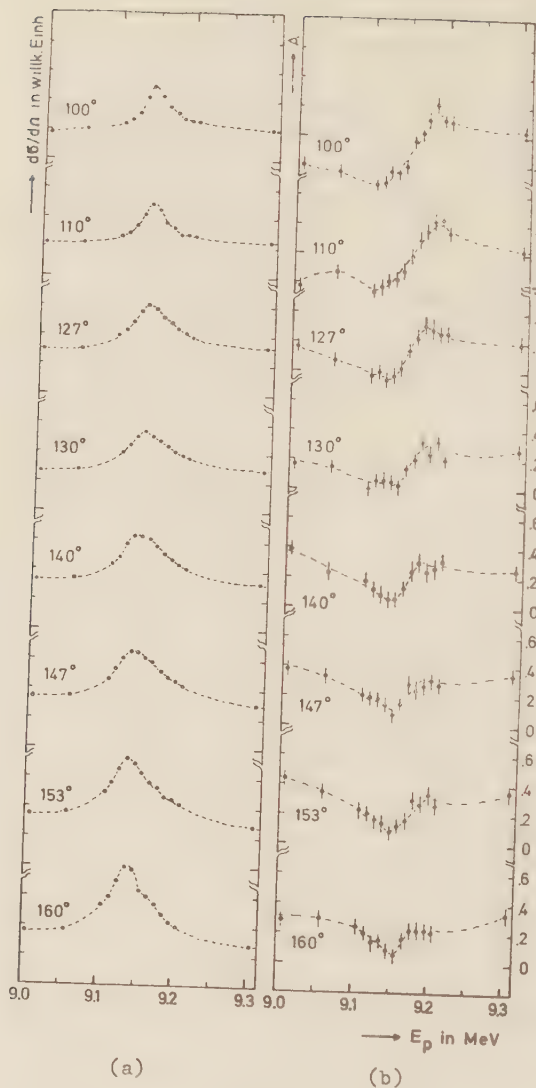


Abb. 10

Für die Anomalie bei 9.15 MeV sind unter (a) die Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnittes, unter (b) die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für inelastische Streuung von Protonen an  $C^{12}$  dargestellt. Die Anregungsfunktionen zeigen bei den untersuchten Winkeln keine Doppelresonanz. Die punktierten Kurven dienen als Sichthilfe.

Relativ gute Übereinstimmung findet man bei Energien weit unterhalb und weit oberhalb der Resonanzenergie von 9.15 MeV und kann daraus schließen, daß dort die Streuphasensätze von Swint et al korrekt sind.

### 3.3.3. Streuphasenanalyse der Analysierstärke-Winkelverteilungen

Es wurde bereits gezeigt, daß sich der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  und die Analysierstärke  $A$  mit Hilfe der Entwicklungskoeffizienten  $g$  und  $h$  der  $M$ -Matrix ausdrücken lassen [1.2.2.] . Bei einer Entwicklung von  $g$  und  $h$  nach Legendre-Polynomen [1.2.3.] enthalten die Entwicklungskoeffizienten die physikalische Information. Den Satz der komplexen Entwicklungskoeffizienten nennt man Streuphasensatz. Theoretisch müßte die Streuphasenanalyse des Wirkungsquerschnittes die volle physikalische Information enthalten und der dabei ermittelte Streuphasensatz müßte die Analysierstärke richtig vorhersagen. Umgekehrt müßte die Streuphasenanalyse der Analysierstärke eine richtige Vorhersage des Wirkungsquerschnittes beinhalten. Bei der Analyse der mit Fehlern behafteten Meßwerte ist das im Allgemeinen nicht der Fall, weil die Größen  $g$  und  $h$  mit verschiedenen Gewichten in die Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke eingehen. Eine Diskrepanz zwischen den vorliegenden Messungen und den von Swint et al <sup>22)</sup> vorausgesagten Analysierstärken ist somit verständlich, läßt sich aber nicht beseitigen, wenn man als anderen Extremfall nur eine Analyse der Analysierstärke-Winkelverteilungen vornehmen würde. Man läuft dabei Gefahr, die Übereinstimmung zwischen Messung und Streuphasen-Fit bei der Analysierstärke auf Kosten der Anpassung des Wirkungsquerschnittes zu verbessern. Da bei den vorliegenden Messungen keine absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt wurden, mußten sie aus den Messungen von Swint et al <sup>22)</sup> entnommen werden. An diesen Wirkungsquerschnitten und gleichzeitig an den in dieser Arbeit gemessenen Analysierstärken wurde eine Streuphasenanalyse vorgenommen. Hierzu existierte ein Suchprogramm von K. Wienhard <sup>35)</sup>, das für die Rechenmaschine Siemens 2002 geschrieben war. Da die Wirkungsquerschnitte in der Arbeit von Swint et al <sup>22)</sup> nicht in Tabellenform zur Verfügung standen, wurden sie aus seinen Streuphasensätzen zurückberechnet. Das Verfahren erscheint gerechtfertigt, weil ein aus Meßwerten gewonne-

ner Streuphasensatz, abgesehen von seiner physikalischen Bedeutung, eine korrekte mathematische Darstellung der Meßwerte ist, die mit einem am  $\chi^2$  des Fits ablesbaren Fehler behaftet ist.

### 3.3.4. Streuphasenanalysen im Gebiet der 9.15 MeV-Anomalie und deren Deutung

Werden bei einer Streuphasenanalyse Legendre-Polynome bis zum Bahndrehimpuls  $l = 3$  verwendet, so sind  $2l+1 = 7$  reelle und 7 imaginäre Entwicklungskoeffizienten anzupassen. Vom Rechenaufwand abgesehen neigt ein 14-parametriges Fit-Problem zu Divergenz. Es wurde daher folgendes Verfahren angewendet:

In einer ersten Näherung wurde versucht herauszufinden, ob die Diskrepanz mit dem Resonanzverhalten eines bestimmten Entwicklungskoeffizienten verknüpft sind. Dabei ergab sich, daß die typischen Abweichungen verschwinden, wenn man alle Parameter auf Werte festhält, die man dafür außerhalb der Resonanz findet und nur die Parameter  $A_3^+$  und  $\Delta_3^+$  für die  $7/2^-$ -Partialwelle variiert. Die guten Fits der Analysierstärke-Winkelverteilungen, die sich erreichen lassen, wenn man nur die  $7/2^-$ -Parameter variiert und die  $5/2^-$ -Parameter festhält, legen nahe zu bezweifeln, daß die Resonanz wirklich ein  $5/2^- - 7/2^-$ -Doublett ist.

Die Doppelstruktur in den Anregungsfunktionen der Analysierstärke (Abb. 9b) und des Wirkungsquerschnittes (Abb. 9a) bei elastischer Streuung geben jedoch Anlaß, eine Spinzuzuordnung für die deutlich sichtbare überlagerte schmale Resonanz zu machen. Um zu untersuchen, welche Partialwelle zusätzlich zu der  $7/2^-$ -Welle an der Bildung des Doubletts beteiligt ist, wurden die  $7/2^-$ -Parameter der Reihe nach mit allen Parametern bis  $l=5$  variiert. Die restlichen Parameter wurden auf Werten festgehalten, die man für sie außerhalb der Resonanz findet. Dieses Verfahren beschränkt auf keine Weise die Allgemeinheit, denn es genügt zur Suche der Parameter für zwei Resonanzen, alle möglichen Paare von Partialwellen zu untersuchen und die restlichen Parameter festzuhalten. Die Voraussetzung, daß die restlichen konstant gehaltenen Parameter auf vernünftigen Werten liegen, ist immer erfüllt, weil sie für den jeweils getesteten Fall definitionsgemäß nicht an der Bildung der Resonanz betei-

ligt sind und somit auf den Werten von außerhalb der Resonanz stehen bleiben müssen. Die dabei verwendeten Phasensätze mit  $E_p = 8.960, 9.100$  und  $9.390$  MeV zeigen gute Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen und scheinen deshalb korrekt zu sein.

Bei allen Versuchen blieb das Resonanzverhalten der  $7/2^-$ -Partialwelle ungefähr gleich, wobei  $\Delta_3^+$  über die Resonanz von etwa  $0^\circ$  auf etwa  $180^\circ$  anwächst (Abb. 12b) und  $A_3^+$  von 1 auf etwa 0.5 und wieder auf 1 (Abb. 12a) geht. Bei keinem der Versuche lieferten die Parameter der zusätzlich variierten Partialwelle ähnlich große Variationen von  $\Delta_1^j$  über den Energiebereich der Resonanz (Abb. 12d), auf Grund deren man eine ähnlich sichere Spinzunordnung für die schmale Resonanz des Doubletts machen könnte. Nimmt man die relative Verbesserung der  $\chi^2$ -Werte der jeweiligen Fits als Maß für die Beteiligung der entsprechenden Partialwelle an der Resonanz, so führt das zwar wieder zu der Zuordnung  $7/2^- - 5/2^-$ , jedoch findet man eine noch geringere Energieabhängigkeit der  $5/2^-$ -Phase  $\Delta_3^-$  als Swint et al.<sup>22)</sup>.

Eine starke Energieabhängigkeit zeigt der  $5/2^-$ -Dämpfungsparameter  $A_3^-$  (Abb. 12c), der auf 0,5 zurück geht und dadurch eine Resonanz im inelastischen Wirkungsquerschnitt anzeigt. Aus dem Fehlen der Doppelstruktur in den inelastischen Anregungsfunktionen war bereits gefolgert worden, daß der Zwischenzustand im  $N^{13}$  für die schmale Resonanz des Doubletts nicht aus dem 4.43 MeV angeregten Zustand des  $C^{12}$  durch Ankoppeln des eingefangenen Teilchens gebildet wird. Eine andere Möglichkeit, das Fehlen der Doublettstruktur bei der inelastischen Streuung  $C^{12}(p,p_1) C^{12}$  zu erklären, biete die Annahme, daß der Zwischenzustand zwar den 4.43 MeV angeregten  $2^+$ -Zustand im  $C^{12}$  enthält, aber nur so geringe Intensität im inelastischen Kanal liefert, daß man bei der Genauigkeit der vorliegenden Messungen keine Doppelstruktur findet. Diese Möglichkeit scheint jedoch nicht sehr wahrscheinlich, da man dann für die  $7/2^-$  und die  $5/2^-$ -Resonanz einen gleichartigen Reaktionsmechanismus fordern würde und gerade dann nicht mehr verstehen könnte, warum die beiden Resonanzen bei ähnlichem Verhalten der Dämpfungsparameter so verschiedene inelastische Intensitäten zeigen. Hierzu sei noch vorweggenommen, daß die genauere Untersuchung der Streuphasensätze eine große inelastische Breite mit  $\Gamma_{el}/\Gamma_{inel} = 0.28$  für

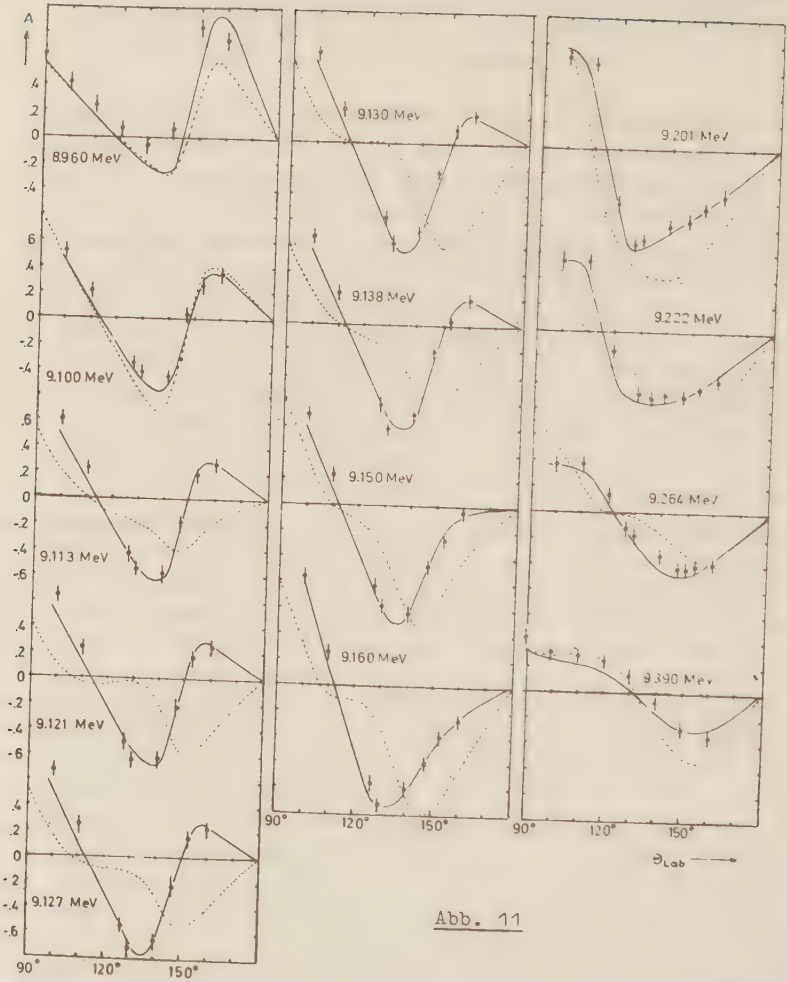


Abb. 11

Winkelverteilungen der Analysierstärke von  $C^{12}$  bei elastischer Streuung  $C^{12}(p,p)C^{12}$  im Energiegebiet der Doppelresonanz bei 9.15 MeV. Die gestrichelten Kurven sind aus dem Streuphasensatz von Swint et al. ausgerechnet, die ausgezogenen Linien sind Ergebnisse eigener Phasenanalysen mit  $5/2^-$  und  $7/2^-$ -Parametern.

die  $5/2^-$ -Resonanz liefert. Das Ergebnis der Analyse ist in Abb. 11 dargestellt. Ein  $N^{13}$ -Zwischenzustand, der zu einem anderen inelastischen Kanal führt, würde die aufgeführten Schwierigkeiten vermeiden und die um eine Zehnerpotenz verschiedenen Breiten der beiden Resonanzen verständlich machen. Die Anomalie bei 9.15 MeV ist unter diesem Aspekt kein Doublett im physikalischen Sinn, sondern nur ein zufälliges Auftreten zweier verschiedenartiger Resonanzen bei der gleichen Energie.

### 3.3.5. Die Streuphasensätze und deren Resonanzverhalten

In der folgenden Tabelle ist das Ergebnis der Streuphasenanalyse der 9.15 MeV-Anomalie bei der Streuung  $C^{12}(p,p) C^{12}$  zusammengestellt. Dabei wurden die Parameter der  $5/2^-$  und  $7/2^-$ -Partialwelle variiert, die restlichen Parameter auf Werten konstant gehalten, auf denen sie oberhalb und unterhalb der Resonanzenergie stehen.

| $E_p$ | $\bar{\delta}$ | $A_{\bar{\delta}}$ | $\delta^+$ | $A_{\delta^+}$ | $\chi^2$ |
|-------|----------------|--------------------|------------|----------------|----------|
| 8.960 | $0.9^0$        | 1.00               | $16^0$     | 1.00           | 109      |
| 9.100 | $3.6^0$        | 0.95               | $36^0$     | 1.00           | 24       |
| 9.113 | $5.0^0$        | 0.91               | $40^0$     | 0.93           | 25       |
| 9.121 | $5.3^0$        | 0.91               | $42^0$     | 0.88           | 28       |
| 9.127 | $5.9^0$        | 0.93               | $47^0$     | 0.84           | 39       |
| 9.130 | $7.4^0$        | 0.86               | $60^0$     | 0.76           | 35       |
| 9.138 | $6.2^0$        | 0.90               | $54^0$     | 0.79           | 27       |
| 9.150 | $-0.7^0$       | 0.50               | $90^0$     | 0.68           | 57       |
| 9.160 | $-6.9^0$       | 0.76               | $116^0$    | 0.60           | 83       |
| 9.201 | $1.4^0$        | 0.95               | $151^0$    | 0.80           | 91       |
| 9.222 | $-0.9^0$       | 0.91               | $160^0$    | 0.87           | 46       |
| 9.264 | $-3.2^0$       | 1.00               | $170^0$    | 0.97           | 42       |
| 9.390 | $-4.8^0$       | 0.92               | $177^0$    | 0.98           | 32       |

$$\Delta_2^{\perp} = -30^0; \Delta_1^{\perp} = -35^0; \Delta_0 = 71^0; \Delta_1^+ = -15^0; \Delta_2^+ = -15^0;$$

$$A_2^{\perp} = 0.74^0; A_1^{\perp} = -0.76; A_0 = 0.84; A_1^+ = 0.95; A_2^+ = 0.75;$$

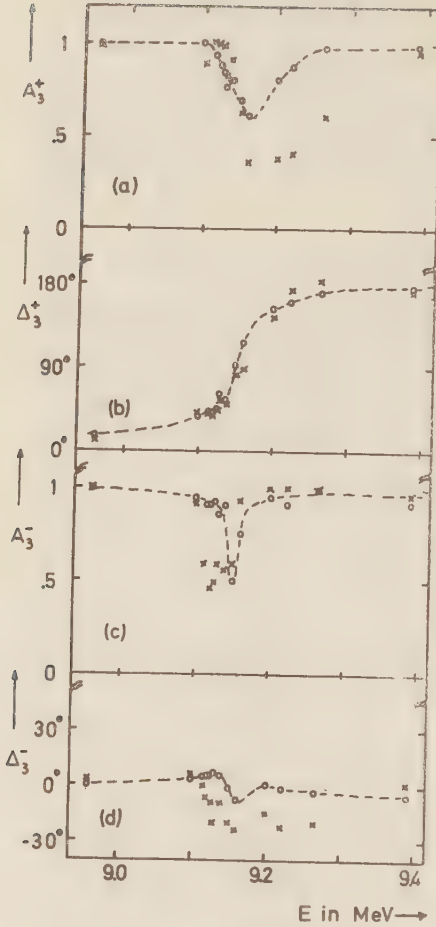


Abb. 12

Die Real- und Imaginärteile der Resonanzparameter für die  $7/2^-, 5/2^-$ -Doppelresonanz in  $C^{12}(p,p)C^{12}$  bei 9.15 MeV. Die Kreise sind Ergebnisse der Streuphasenanalyse, die Punkte zeigen zum Vergleich die von Swint et al. bestimmten Parameter.

Um die Energieabhängigkeit komplex beschriebener Vorgänge zu veranschaulichen, wählt man gerne die Ortskurvendarstellung.

Dabei werden die komplexen Streuphasen  $f_1^+$  mit der Energie als Parameter in der komplexen Ebene dargestellt (Abb. 13).

Dabei ist

$$f_1^+ = \frac{A_1^+ \exp(2i\Delta_1^+) - 1}{2i};$$

$f_1^+$  kann auch direkt als Funktion der Resonanzparameter ausgedrückt werden

$$f_1^+ = \sin \phi \exp(i\phi) + \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{el} + \Gamma_{inel}} \sin \beta \exp(i\beta + 2i\phi)$$

$\phi$  = die Potentialstreuphase

$\beta$  = die Resonanzstreuphase

$\Gamma_{el}$  = die elastische Breite des Niveaus

$\Gamma_{inel}$  = die inelastische Breite des Niveaus

Die Gleichungen haben eine anschauliche Bedeutung: Wenn die Resonanz so schmal ist, daß sich dabei  $\phi$ ,  $\Gamma_{el}$  und  $\Gamma_{inel}$  nicht wesentlich ändern, dann beschreibt  $f_1^+$  in Abhängigkeit von der Energie einen Kreis vom Durchmesser  $\frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{el} + \Gamma_{inel}}$ .

Falls  $\Gamma_{el} > \Gamma_{inel}$ , ändert sich  $\Delta_1^+$  um  $180^\circ$  und der Punkt  $(0, i/2)$  liegt innerhalb des Kreises. Das ist der Fall für die breite  $7/2^-$ -Resonanz und man findet  $\Gamma_{el}/\Gamma_{inel} \approx 4$  (Abb. 13b).

Ist jedoch  $\Gamma_{el} < \Gamma_{inel}$ , so ändert sich  $\Delta_1^+$ , nur um einen Winkel kleiner als  $180^\circ$  und der Punkt  $(0, i/2)$  liegt außerhalb des von  $f_1^+$  beschriebenen Kreises. Dieses Verhalten zeigt die  $5/2^-$ -Resonanz und man findet  $\Gamma_{el}/\Gamma_{inel} \approx 0.3$  (Abb. 13a).

Die Lage der Streuphasen in der komplexen Ebene läßt sich gut durch Kreise beschreiben (Abb. 13), aus deren Lage die Resonanzenergien entnommen werden können zu

$$E_{res}(5/2^-) = 9.150 \text{ MeV}$$

$$E_{res}(7/2^-) = 9.155 \text{ MeV.}$$

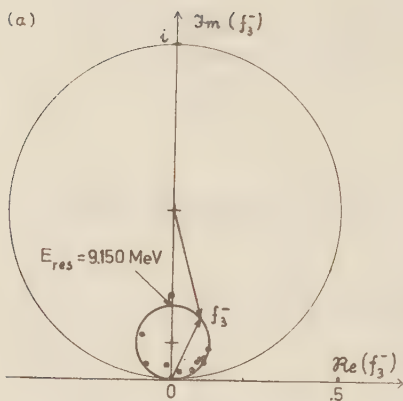


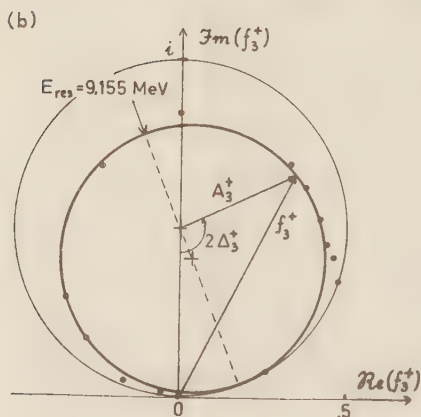
Abb. 13

Ortskurven der komplexen Resonanzparameter  $f_3^-$  und  $f_3^+$ , die aus der Analyse der  $Q^{12}(p,p)C^{12}$ -Anomalie bei 9.15 MeV gewonnen wurden. Aus Lage und Durchmesser der Kreise folgt:

(a) für die  $5/2^-$ -Resonanz

$$E_{\text{res}} = 9.150 \text{ MeV}$$

$$\frac{\Gamma_{\text{el}}}{\Gamma_{\text{el}} + \Gamma_{\text{inel}}} = 0.22$$



(b) für die  $7/2^-$ -Resonanz

$$E_{\text{res}} = 9.155 \text{ MeV}$$

$$\frac{\Gamma_{\text{el}}}{\Gamma_{\text{el}} + \Gamma_{\text{inel}}} = 0.8$$

#### 4. TECHNISCHER ANHANG =====

##### 4.1. Der Folienstripper

##### 4.1.1. Die Wechselautomatik

Beim Bau des Folienwechslers waren folgende technische Forderungen zu erfüllen: Die Automatik soll im Vakuum arbeiten, die Abmessungen sollen klein sein (die Anordnung soll in einem 6" Ø Federbalg untergebracht werden), der Folienwechsel soll erschütterungsfrei ablaufen (wegen der sehr empfindlichen Kohlenstoff-Folien), es sollen keine elektrischen oder mechanischen Vakuum-Durchführungen verwendet werden, schließlich soll die Stellung der Folien genau reproduzierbar sein.

Auf einer mit Pumplöchern versehenen, im Federbalg des Strahlrohres befestigten Montageplatte wurde das Uhrwerk eines Weckers seitlich von der Strahlachse montiert (Abb. 14). Auf der parallel zum Strahl liegenden Minutenachse war eine Aluminiumscheibe befestigt. Diese Scheibe deckt den Strahl ab, hat aber in Abständen von  $30^\circ$  Löcher von 11 mm Durchmesser, durch deren Mitte der Strahl bei 12 Stellungen der Scheibe hindurchgehen kann. Diese Löcher konnten mit Kohlenstoff-Folien bestückt werden. Am Rand dieser Scheibe waren 12 Kerben eingefräßt. An einem Hebelchen (H) war ein Fühler (F) befestigt, der nach Drehung der Scheibe um  $30^\circ$  in eine der 12 Kerben (K) gleiten konnte. Ein ebenfalls an dem Hebelchen (H) befestigtes Stahl-drähtchen (D) legte sich auf die Unruhe des Uhrwerks, sobald der Fühler in die Kerbe fiel und brachte dadurch das Uhrwerk zum Stillstand. Die Unruhe war mit einer Kerbe versehen worden, die es verhinderte, daß sich die Unruhe bei Erschütterungen unter dem Drähtchen (D) weiterdreht. Das Hebelchen (H) ist aus Weicheisen und kann von einem außen am Federbalg befestigten Elektromagneten (M) aus seiner Ruhestellung gezogen werden. Dabei hebt sich der Fühler (F) aus der Kerbe (K) am Umfang der Scheibe und das Drähtchen (D) gibt die Unruhe frei. Da das Drähtchen sich mit einer tangentialen Komponente von der Unruhe wegbewegt, stößt es diese leicht an und bringt das Uhrwerk mit Sicherheit zum Laufen. Wird nach etwa 35 s der Elektromagnet (M) abgeschaltet, dann ist die Kerbe (K) unter dem Fühler (F) weggelaufen, so daß der Fühler auf dem Umfang

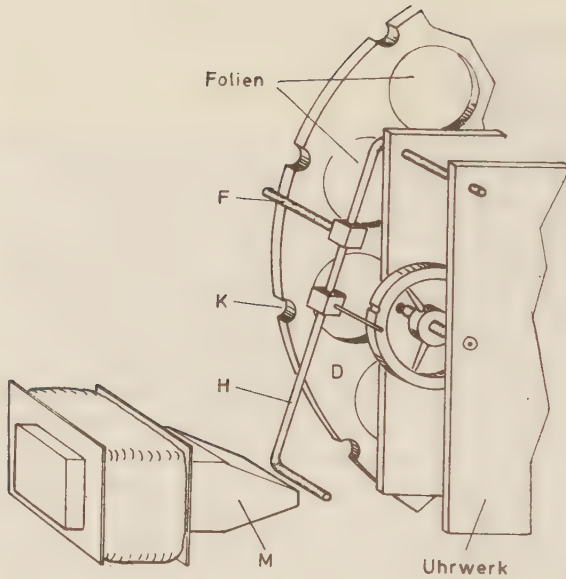


Abb. 14

Antriebsprinzip des Folienwechslers im Terminal des Beschleunigers.

der Scheibe gleiten kann. Sobald die neue Sollstellung erreicht ist, fällt der Fühler in die nächste Kerbe und das Drähtchen bringt das Uhrwerk an der Unruhe zum Stillstand.

Zum Folienwechsel ist also nur für 35 s ein außerhalb des Vakuums befindlicher Elektromagnet einzuschalten. Das Uhrwerk erlaubt mit seiner Laufdauer von 36 Stunden, d.h. 36 Umdrehungen der Minutenachse, mehr als 400 Wechselvorgänge. Da in gewissen Zeitabständen defekte Folien ausgetauscht werden müssen, biete die Verwendung eines Federwerkes, das von Zeit zu Zeit aufgezogen werden muß, keine Einschränkung.

#### 4.1.2. Die Steuerung des Folienwechslers.

Der zum Auslösen des Folienwechsels benötigte Elektromagnet (M) liegt innerhalb der Hochspannungselektrode des Beschleunigers auf Hochspannungspotential und wird vom Gleichstrom der Feldwicklung des im Terminal liegenden Generators versorgt. Der Stromkreis des Magneten kann von einem Schalter gesteuert werden, der von einer mittels Seilzug gedrehten Nockenscheibe betätigt wird. Das Perlonseil des Seilzuges wird von einem auf Erdpotential liegenden Getriebemotor angetrieben. Der Getriebemotor kann zwischen zwei Endstellungen in einem Winkelbereich von etwa  $300^{\circ}$  hin und herlaufen. In der einen Endstellung schaltet die Nockenscheibe im Terminal den Elektromagneten ein, in der anderen aus.

In einem Steuergerät wird über eine Steuerscheibe der zeitliche Ablauf des Folienwechsels simuliert. Dabei läßt ein von der Steuerscheibe betätigter Mikroschalter den im Drucktank des Beschleunigers liegenden Getriebemotor in die Arbeits-Endstellung laufen und nach etwa 35 s in die Ruhe-Endstellung zurückkehren. Über den Seilzug wird dabei der Elektromagnet im Terminal für 35 s mit Strom versorgt und löst durch Starten des Uhrwerks einen Folienwechsel aus. Die Drehung der Steuerscheibe und damit der Folienwechsel wird durch Ein-Knopf-Bedienung ausgelöst. Die Steuerscheibe benötigt 5 Minuten für einen Umlauf und verhindert störende Eingriffe während eines einmal ausgelösten Folienwechsels. Über Kontroll-Lampen wird Laufrichtung und Erreichen der Endstellungen des Getriebemotors angezeigt. Da zum Folienwechseln Strom



für den Elektromagneten im Terminal benötigt wird, muß zur Zeit des Folienwechsels der Bandmotor des Beschleunigers laufen, der den Generator im Terminal antreibt. Die Stromversorgung des Steuergeräts wurde deshalb mit der des Bandmotors des Beschleunigers verknüpft. Dadurch werden Leerbedienungen des Steuergeräts verhindert die zur Folge hätten, daß die Anzeige am Steuergerät nicht mit der wirklichen Stellung des Folienwechslers übereinstimmt. Die Beobachtung des Strahlstromes auf dem High-Energy-Cup während des Folienwechsels läßt das Funktionieren der Anordnung erkennen, weil infolge der Drehung der Folienscheibe der Strahl für eine gewisse Zeit abgedeckt wird und anschließend wieder gemessen werden kann.

#### 4.2. Die Energiestabilisierung des Beschleunigers bei kleinen Strahlströmen

Der Protonenstrahl läuft nach dem Analysiermagneten durch den Schlitz zwischen zwei sich gegenüberstehenden MeBelektroden. Eine Abweichung des Beschleunigers vom Energiesollwert verursacht einen unsymmetrischen Durchgang des Strahls zwischen den Elektroden und damit verschiedengroße Elektrodenstrom-Signale  $i_1$  und  $i_2$ . Mit diesen Strömen wird ein Differenzsignal  $d = i_1 - i_2$  gebildet, das die Tandemenergie zum Sollwert hin regelt. Da die Regelung erst bei Strahlströmen von 10 nA an zuverlässig funktioniert, wurde für den polarisierten Protonenstrahl die Empfindlichkeit durch den Einbau eines schnellen Elektrometer-Verstärkers erhöht (Keithley Mod 603). Der verwendete Verstärker hat einen Differenz-Eingang. Die Ströme werden über den Spannungsabfall an den Gitter-Ableit-Widerständen der Elektrometerröhren gemessen. Diese Widerstände sind abgegliche Paare von Hochohm-Widerständen, die zur Änderung des Meßbereiches ausgewechselt werden können. Da die Anstiegszeit des Verstärkers durch die RC-Zeitkonstante der Zuleitungskapazität und des Gitterableitwiderstandes gegeben ist, muß man die Anschlußkabel des Verstärkereingangs an die MeBelektroden kurz halten. Es wurde daher ein Verstärkertyp gewählt, bei dem die Elektrometerröhren und die Hochohm-Widerstände in einem vom Gerät getrennten Meßkopf untergebracht sind.

Das von den Schlitzströmen  $i_1$  und  $i_2$  gebildete Differenzsignal  $d = i_1 - i_2$  wird zu einem Ausgangssignal  $D \sim d$  verstärkt und steht an den Ausgängen eines Push-Pull-Verstärkers mit entgegengesetzter Phase bezüglich einer einstellbaren Spannung  $U_0$  zur Verfügung, d. h. der eine Ausgang liefert bezüglich Erde das Signal  $U_0 + D$ , der andere  $U_0 - D$ . Man kann nun die Spannung  $U_0$  so einstellen, daß  $|D| < U_0$  ist. Die beiden Ausgangssignale  $U_0 - D$  und  $U_0 + D$  sind dann immer positiv und bei symmetrischem Strahlverlauf gleichgroß.

Schließt man die beiden Signale über Anpassungsglieder an die beiden Eingänge der normalen HVEC-Regelung an, an die normalerweise die beiden Meßelektroden angeschlossen sind, so bildet diese nochmals ein Differenzsignal  $(U_0 - D) - (U_0 + D) = 2D \sim d$  und übernimmt damit die Energiestabilisierung des Beschleunigers.

Die Nullpunkt-Stabilität des Verstärkers ist nach dem Warmlaufen sehr gut, der Nullpunkt muß durchschnittlich einmal täglich justiert werden. Die Regelung läuft einwandfrei bei einem Meßbereich des Verstärkers von 0.01 V Vollausschlag und mit  $10^8 \Omega$  Gitterableitwiderständen. Das entspricht einem Strommeßbereich von 100 pA Vollausschlag.

In einem Versuchsaufbau wurden die zur Stabilisierung nötigen Ströme gemessen und es zeigte sich, daß Ströme von etwa 10 pA völlig ausreichend sind. Dadurch wird auch ein sicheres "Einfädeln" des noch nicht optimalisierten Strahls ermöglicht.

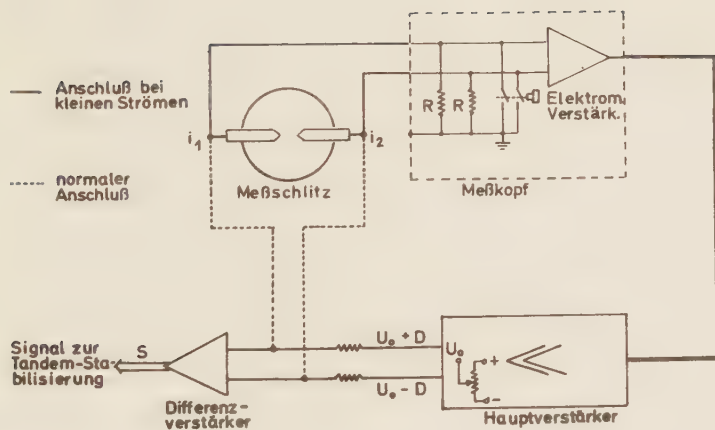


Abb. 16

Die zwei Anschlußmöglichkeiten der Energiestabilisierung des Tandem, bei kleinen Strömen (ausgezogen) und im Normalbetrieb (gestrichelt).

#### 4. 3. Die Targetstrom - Integration

##### 4.3.1. Funktionsprinzip

Die Messung der Analysierstärke mit einem Detektor unter Umkehren der Polarisationsrichtung des Strahls erfordert eine sehr genaue Targetstromintegration. Integrationsmethoden, bei denen ein Kondensator über die Meßzeit hinweg aufgeladen wird, sind als unzuverlässig bekannt. Es wurde daher folgendes Prinzip angewandt:

Ein Analog-Frequenz-Converter (AFC) verwandelt das Targetstromsignal  $i_T$  in eine dazu proportionale Frequenz  $f \sim i_T$ .

Im AFC wird ein Präzisions-Kondensator der Kapazität  $C$  mit einem vom Analogsignal erzeugten Strom aufgeladen. Die zur Ladung proportionale Spannung  $U$  am Kondensator wächst bis sie den Maximalwert  $U_0$  erreicht und eine Triggerschaltung anstößt. Das Triggersignal veranlaßt einen Präzisions-Ladungsimpuls-Generator, eine Ladungseinheit  $-q_0$  auf den Kondensator zu schieben und dadurch die Spannung am Kondensator um den Betrag  $-q/C$  auf  $U_0 - q/C$  abzusenken. Die Aufladung des Kondensators durch das Analogsignal am Eingang wird dabei nicht unterbrochen und nach einer vom Eingangssignal abhängigen Zeit ist die Spannung  $U_0$  wieder erreicht. Dabei wird der Einheits-Ladungsimpuls-Generator angetriggert und die Ladung am Kondensator erneut kompensiert. Bei jedem Ausgleichsvorgang wird ein Impuls am Ausgang des AFC erzeugt, der anzeigt, daß eine gemessene (Target-) Ladung  $q_T$  von der Präzisionsladung  $-q$  kompensiert worden ist. Durch Zählen der AFC-Impulse werden die Targetladungen  $q_T$  aufsummiert zu  $Q_T = n \cdot q_T$  und damit der Targetstrom digital integriert.

Der Unterschied zwischen diesem System und dem oben erwähnten besteht darin, daß hier der Kondensator nicht über die gesamte Meßzeit von 10 ... 100 Minuten aufgeladen wird, sondern über eine Zeit  $t(i_T)$ , die je nach der Größe des Stromes bei  $10^{-3}$  ...  $10^{-5}$  s liegt. Dadurch werden Fehler durch Leckströme des Kondensators gering gehalten und eine Genauigkeit des AFC von 0.1 % erreicht. In integrierenden Digitalmeßgeräten wird diese Technik kommerziell angewendet. Dabei wird die AFC-Frequenz über eine feste Zeit  $T_0$  gezählt und die Anzahl  $n$  der in dieser Zeit gezählten AFC-Impulse mit Ziffern-

röhren dargestellt. Die Zahl  $n/T_0 = n \cdot q/T_0 = Q/T_0 = \bar{i} \cdot T_0/T_0$   
 $= \bar{i}$  zeigt also den momentanen, über die kurze Meßperiode (z.B.  
 $T_0 = 0.02$  s) gemittelten Strom  $\bar{i}$  an.

#### 4.3.2. Ausführung

In der beim Experiment verwendeten Anordnung wurde der Targetstrom mit einem Operationsverstärker Keithley Mod 300 in ein Gleichspannungssignal verwandelt. Der Operationsverstärker war mit einem Gegenkopplungswiderstand von  $10^{10}$  Ohm beschaltet, so daß 1 nA am Eingang ein Ausgangssignal von 10 V erzeugte, mit dem der AFC Vidar 500 angesteuert wurde. Bei 10 V Eingangsspannung lieferte der AFC eine Frequenz von 50 kHz am Ausgang. Jeder AFC-Impuls entspricht somit einer Ladung von  $q_T = 1$  nA  $\cdot$   $1/50000$  s = 0.02 pCb. Der Operationsverstärker, sowie der AFC waren unmittelbar neben dem Faradaybecher am Ende des Strahlrohres aufgebaut, um Störungen der relativ kleinen Analogsignale zu vermeiden. Erst das gegen Störung unempfindliche vom AFC digitalisierte Signal wurde in den Meß- und Kontrollraum zur Weiterverarbeitung geführt.

Die AFC-Impulse wurden von einem Impuls-Vorwahl-Zählgerät addiert und dadurch die gesamte Targetladung  $Q_T = q_T \cdot n$  durch Vorwahl der Zahl n festgesetzt. Bei Erreichen der vorgewählten Impulzzahl bzw. Targetladung wurde im Vorwahl-Zähler ein Relaiskontakt geschlossen, über den die Messung abgeschaltet werden konnte. Parallel zu dem genannten Impuls-Vorwahl-Zähler war ein Zeit-Vorwahl-Zähler an den AFC-Ausgang angeschlossen. Dieses Zählgerät maß in ständiger Wiederholung die Zahl der AFC-Impulse während der vorgewählten Zeit von 0.01 s, diente also zur Anzeige des momentanen mittleren Targetstromes. Außerdem konnte an diesem Gerät bei abgeschaltetem Strahl die Nullpunkteichung des Systems Operationsverstärker-Analog-Frequenz-Konverter überprüft werden. Ein über 1 M $\Omega$  ausgekoppeltes Analogsignal des Operationsverstärkers wurde ebenfalls in den Meß- und Kontrollraum geführt, um zum Optimalisieren des Beschleunigers ein analoges Targetstromsignal zur Verfügung zu haben.

#### 4.4. Das Routing-System

##### 4.4.1. Funktionsprinzip

Das am ADC des Computers (Digital Equipment PDP-7) angeschlossene Routing-System funktionierte nach folgendem Prinzip: Die Impulse der 8 Detektoren werden gemischt und dem F-Eingang eines zweidimensionalen ADC (Nuclear Data ND 161 FM) zugeführt. Gleichzeitig mit jedem Detektorimpuls erhält der ADC am M-Eingang einen Routing-Impuls, dessen Größe die Information enthält, von welchem Detektor der am F-Eingang ankommende Impuls erzeugt wurde.

Um die dadurch bewerkstelligte Einsortierung der Detektorimpulse nach Impulshöhe und Nummer des Detektors zu verstehen, muß man die Funktionsweise eines zweidimensionalen Analysators betrachten. Die Impulse der Größe F bzw. M erzeugen im jeweiligen ADC eine zur Impulshöhe proportionale Anzahl  $N_F$  bzw.  $N_M$  von ADC-Impulsen, die vom jeweiligen Kanal-Zähler gezählt und dadurch in eine Binärzahl umgewandelt werden. Die beiden Binärzähler haben je 12 bit die  $F_0, F_1, F_2, \dots, F_{11}$  bzw.  $M_0, M_1, M_2, \dots, M_{11}$  genannt werden. Durch Auswahl von k fortlaufenden bits des F-Zählers und l fortlaufenden bits des M-Zählers erhält man die F bzw. M-Adresse, unter der das analysierte Ereignis abgespeichert werden soll. Weglassen der niedrigen bits 0, 1, ... n bedeutet komprimieren des Spektrums, weil  $2^{n+1}$  Kanäle in einen zusammengefaßt werden. Weglassen höherer bits ab i+1, i+2, .... 11 bedeutet Abschneiden des Spektrums oberhalb einer bestimmten Kanalzahl, weil nur das erste  $2^{(11-i)}$ -tel des Spektrums adressiert werden kann. Über einen der gewünschten Adressierung entsprechenden Adress-Stecker werden die k bit des F-Zählers (F-Adresse) und l bit des M-Zählers (M-Adresse) ausgewählt und in ein 12-bit Adressregister (K-Register) übertragen. Dabei steht in den Stellen  $K_0, K_1, \dots, K_{k-1}$  die F-Adresse, in den Stellen  $K_k, K_{k+1}, \dots, K_{11}$  die M-Adresse. Die (k+1)-bit-Adresse des K-Registers wählt den Platz im Kernspeicher, in den das Ereignis abgespeichert wird.

Bei dem beschriebenen Routing-System wird durch  $k = 7$  oder  $k = 8$  die Länge des auf der F-Seite analysierten Spektrums auf 128 bzw. 256 Kanäle festgelegt. Kommt aus einem der 8 Detektoren ein Impuls, so wird er auf der F-Seite analysiert und in den Kanal  $p$  mit  $1 \leq p \leq 2^k$  adressiert. Die M-Adresse hat  $l = 3$  bit, also 8 Kanäle und unterscheidet, von welchem der 8 Detektoren der auf der F-Seite analysierte Impuls erzeugt wurde. Ein auf der M-Seite in den Kanal  $q$  mit  $1 \leq q \leq 8$  einsortierter Routing-Impuls wird im K-Register an die Stellen  $K_k, K_{k+1}, K_{k+2}$  hinter die F-Adresse gesetzt und erhöht diese von Kanal  $p$  auf Kanal  $p + (q-1) \cdot 2^k$ . Das bedeutet, daß die  $2^{k+3}$  Kanäle der K-Adresse in  $2^3$  aneinander gereichte Gruppen von je  $2^k$  Kanälen aufgeteilt werden, wobei der erwähnte Impuls in den  $p$ -ten Kanal der  $q$ -ten Gruppe abgespeichert wird.

Um sicher zu stellen, daß der  $q$ -te Routing-Impuls immer den  $q$ -ten Kanal der M-Seite trifft, wurde im Kombinations-Stecker  $M_5, M_6, M_7$  an  $K_k, K_{k+1}, K_{k+2}$  angeschlossen. Die nichtangeschlossenen Stufen  $M_0 \dots M_4$  fassen je 32 Kanäle des  $2^8 = 256$  Kanäle umfassenden Routing-Spektrums zusammen und unterteilen es in 8 Gruppen. Ein Routing-Impuls des  $q$ -ten Detektors gibt dabei die richtige Adresse in  $M_5, M_6, M_7$ , wenn er in die  $q$ -te Gruppe von Kanal  $(q-1) \cdot 32$  bis Kanal  $q \cdot 32-1$  fällt. Wählt man nun die Größe der Routing-Impulse so, daß sie normalerweise in die Mitte des entsprechenden Kanalbereiches fallen, so liefern sie auch bei kleinen Änderungen ihrer Größe mit Sicherheit die richtige Routing-Adresse. Dem Routing-Impuls des  $q$ -ten Detektors wurde daher die Größe  $M_q = M_1 \cdot (2n-1)$  gegeben.

#### 4.4.2. Aufbau des Routingsystems

Die von den Halbleiter-Detektoren erzeugten Ladungsimpulse werden von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (VV), einem impulsformenden Hauptverstärker (Multimode, MM) und einem Fensterverstärker (FV) zu Signalen  $D_1, D_2, \dots D_8$  verarbeitet (Abb. 17). Im Einschub (A) des Routingsystems werden diese Signale  $D_1, D_2, \dots D_8$  über ein Widerstandnetzwerk zum Signal  $D$  gemischt. Die Mischung der Signale an Widerständen bringt eine Abschwächung um den Faktor 20

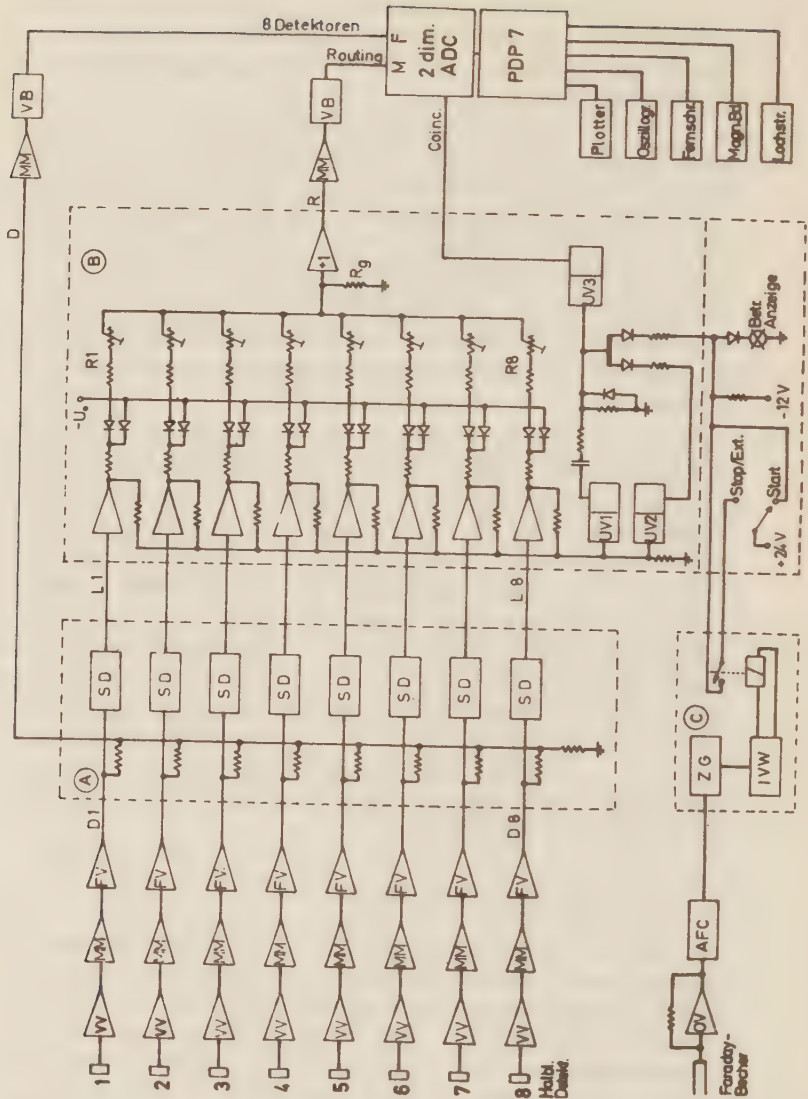


Abb. 17

Das 8-Kanal-Routingsystem im on-line-Betrieb mit dem Computer PDP 7 von Digital Equipment.

mit sich, die von einem nachgeschalteten Verstärker wieder aufgehoben wird. Über eine Verzögerungs-Box (VB) ist das aus 8 Detektorsignalen gemischte Signal D an den F-Eingang des zweidimensionalen ADC angeschlossen. Ohne Verwendung von Fensterverstärkern (FV) würde sich im Signal D das Rauschen aller 8 Detektoren zum nahezu dreifachen Wert eines einzelnen Detektors überlagern (quadratische Addition). Da von den Fensterverstärkern das Rauschen jedes einzelnen Zweiges abgeschnitten wird, hat das Mischsignal D zwischen zwei Impulsen überhaupt kein Rauschen und ein Impuls, der die Schwelle des Fensterverstärkers überschreitet, hat nur das Rauschen der jeweiligen Diode von der der Impuls erzeugt wurde.

Der Einschub (A) enthält weiterhin 8 Schwellendiskriminatoren (SD), die aus den Detektorimpulsen  $D_1, D_2, \dots, D_8$  logische Signale  $L_1, L_2, \dots, L_8$  erzeugen. Diese logischen Signale werden im Einschub (B) verstärkt, von Dioden auf die einheitliche Impulshöhe  $U_0$  abgeschnitten und über die Widerstände  $R_1, R_2, \dots, R_8$  am gemeinsamen Widerstand  $R_g$  gemischt. Dabei sind die Widerstände  $R_1, R_2, \dots, R_8$  in ihrer Größe so bemessen, daß ein vom q-ten Detektorzweig an  $R_g$  erzeugter Impuls die Größe  $U_q = U_1 (2q-1)$  hat. Diese in ihrer Höhe von der Nummer des Detektors abhängigen Impulse gehen über einen FET-Emitterfolger als Routing-Impulse R an den Ausgang des Einschubes (B). Sie werden über einen Multimode-Verstärker und eine Verzögerungsbox an den M-Eingang des zweidimensionalen ADC angepaßt.

#### 4.4.3. Logik des Routingsystems und Steuerung des Experiments

Ein Detektorimpuls  $D_p$  ( $1 \leq p \leq 8$ ) erzeugt nur dann einen Routing-Impuls, wenn er die an den Diskriminatoren (SD) eingestellte Schwelle überschreitet. Alle unterhalb dieser Schwelle liegenden Impulse sämtlicher Detektoren die also keine Routing-Impulse erzeugen, würden in das erste Achtel des Datenbereiches (Spektrum 1) einsortiert werden. Um das zu verhindern wurde die Analyse eines Ereignisses von einem Koinzidenzsignal abhängig gemacht. Dieses Koinzidenzsignal wird nur erzeugt, wenn eines der 8 verstärkten logischen Signale  $L_1, L_2, \dots, L_8$  den Univibrator UV1 und über dessen Rückflanke den Univibrator UV3 antriggert.

Die Zeitkonstante des Univibrators UV1 beträgt ca.  $2 \mu\text{s}$ . Diese Verzögerung des Koinzidenzsignals gegenüber dem Routingsignal und dem Detektorsignal wird durch die Verzögerungs-Boxen (VB) in den beiden Zweigen ausgeglichen.

Ein weiterer Univibrator UV2 mit etwas höher eingestellter Triggerschwelle wird nur dann angetriggert, wenn von zwei Detektoren gleichzeitig Routing-Impulse erzeugt werden. Im geschalteten Zustand verhindert UV2 über ein Diodengate das Antriggern von UV3 und damit die Erzeugung des zur Analyse notwendigen Koinzidenzsignals. Ein Impuls wird also dann nicht analysiert, wenn innerhalb des Zeitintervalls  $0 \leq t \leq T_1$  ( $T_1 \approx 2 \mu\text{s}$ , Zeitkonstante von UV1) ein weiterer Impuls ein Routingsignal erzeugt und damit die Adressierung stört.

Ein zweiter Eingang des Diodengates, mit dem das Antriggern von UV3 verhindert wird, ist an eine Steuerspannung angeschlossen. Diese beträgt normalerweise  $-12\text{V}$  und verhindert dadurch die Erzeugung des Koinzidenzsignals und somit die Analyse. Über einen Schalter im Einschub (B) kann die Steuerspannung positiv gemacht werden und die Analyse gestartet werden. In der anderen Schalterstellung "Stop/Ext" ist die positive Spannung an eine externe Steuerleitung angeschlossen. Das Steuersignal kann durch einen externen Kontakt geschaltet werden, der im Impuls-Vorwahl-Zähler (C) liegt. Dieses Zählgerät (ZG) zählt die Impulse, die vom Targetstrom am Ausgang eines Analog-Frequenz-Converters (AFC) erzeugt werden, integriert also den Targetstrom. Bei Erreichen der vorgewählten Impulszahl, das entspricht einer bestimmten Ladung, die durch das Target gegangen ist, gibt die Impuls-Vorwahl-Stufe (IVW) ein Signal ab, mit dem der Relais-Kontakt geöffnet wird. Dabei wird die Steuerspannung negativ, das Koinzidenzsignal wird nicht mehr erzeugt und die Analyse somit automatisch über die Targetstrom-Integration gestoppt. Am Schalter "Stop/Ext" kann das Experiment auch vor Erreichen der vorgewählten Targetladung unterbrochen und wieder gestartet werden, weil die digitale Targetstrom-Integration die Information über die bereits gemessene Targetladung auch über längere Unterbrechungen hinweg mit voller Genauigkeit erhält.

Herrn Prof. Dr. R. F l e i s c h m a n n danke ich für die Überlassung dieser Arbeit und sein förderndes Interesse an ihrem Fortgang.

Diese Arbeit wurde innerhalb der Arbeitsgruppe "Polarisierte Teilchen" unter Priv. Doz. Dr. G. C l a u s n i t z e r durchgeführt. Ihm und allen Mitgliedern der Gruppe bin ich für ihre Hilfsbereitschaft zu Dank verpflichtet.

Der Firma S i e m e n s danke ich für die großzügige Bereitstellung von Rechenzeit, Herrn Dipl. Phys. K. W i e n - h a r d für die umfangreiche Programmierarbeit.

Für wertvolle Anregungen und bereitwillige Mitarbeit bei allen elektronischen Arbeiten danke ich Herrn Dipl. Phys. H. H. C u n o.

# L I T E R A T U R - V E R Z E I C H N I S

=====

- 1) K. Gottfried, Quantum Mechanics, Vol. 1 § 40  
W. A. Benjamin, N. Y. 1966
- 2) M. L. Goldberger, K. M. Watson, Collision-Theory, S. 416  
J. Wiley, N. Y. 1964
- 3) Helv. Phys. Acta, Suppl. VI, (61)
- 4) S. J. Moss, W. Haeberli, N. P. 72, 417 - 435 (65)
- 5) L. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. Sci. 6, 43 (56)
- 6) G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper,  
Z. Phys. 144, 336 - 342 (56)
- 7) G. Clausnitzer, Z. Phys. 153, 609 - 629 (59)
- 8) R. Fleischmann, Helv. Phys. Acta, Suppl. VI, 26 (61)
- 9) R. Fleischmann, Experientia Suppl. 12,  
(Int. Symp. on Polariz. Phen. of Nucl.), 21 - 32 (65)
- 10) G. Clausnitzer, W. Dürr, G. Graw, E. Salzborn, H. Wilsch,  
J. Witte, Experientia Suppl. 12, (Int. Symp. on Polariz.  
Phen. of Nucl.), 79 - 80 (65)
- 11) G. Clausnitzer, Recent Progress in Nucl. Phys. with  
Tandems, Session VI
- 12) H. Wilsch, Dissertation
- 13) G. Graw, Dissertation
- 14) G. Clausnitzer, W. Dürr, R. Fleischmann, G. Graw, E. Salzborn,  
J. Witte, P. L. 25B, 4, 267 - 269
- 15) U. Tschirwitz, Diplomarbeit (nicht veröffentl.)
- 16) K. Kilian, Diplomarbeit (nicht veröffentlicht)
- 17) W. Schlick, Diplomarbeit (nicht veröffentlicht)

- 18) G. E. Terrell, M. F. Jahns, M. R. Kostoff, E. M. Bernstein, *Experientia Suppl.* 12 (Intern. Symp. on Polariz. Phen of Nucl.) 489 - 491 (65)
- 19) H. H. Cuno, Diplomarbeit (nicht veröffentl.)
- 20) J. B. Swint, A. C. L. Barnard, T. B. Clegg, J. L. Weil, *N. P.* 86, 119 - 129 (66)
- 21) A. C. L. Barnard, J. B. Swint, T. B. Clegg, *N. P.* 86, 130 - 144 (66)
- 22) J. B. Swint, J. S. Duval jr., A. C. L. Barnard, T. B. Clegg, *N. P.* A 93, 177 - 189 (67)
- 23) J. S. Duval, A. C. L. Barnard, J. B. Swint, *N. P.* A 93, 164 - 176 (67)
- 24) B. Buck, *Phys. Rev.* 130, 712 (63)
- 25) T. Tamura, *Rev. mod. Phys.* 37, 679 (65)
- 26) W. Glöckle, J. Hüfner, H. A. Weidenmüller, *N. P.* A 90, 481 - 507 (67)
- 27) W. Glöckle, unveröffentl. Arbeiten
- 28) L. Rosen, *Experientia Suppl.* 12 ( Intern. Symp. on Polariz. Phen of Nucl.) 253 (65)
- 29) D. Kurath, *Phys. Rev.* 101, 216 (56)
- 30) D. Kurath, R. D. Lawson, *N. P.* 23, 5 (61)
- 31) G. G. Shute, D. Robson, V. R. Kenna, A. T. Berztiss., *N. P.* 37, 535 (62)
- 32) J. B. Swint, A. C. L. Barnard, T. B. Clegg, *Bull. Am. Phys. Soc.* 10, 155 (65)
- 33) K. Wienhard, Diplomarbeit (nicht veröffentl.)

L E B E N S L A U F  
=====

Georg   H a r t m a n n

geb. am:                    7. April 1937

in                            Fürth/Bay.

Eltern:                    Fuhrunternehmer Leo Hartmann  
                             und Ehefrau Mina geb. Hofmann

Familienstand:            ledig

Schulen:                    1943 - 1945    Volksschule in Markt Erlbach  
                             1945 - 1947    Volksschule in Fürth/Bay.  
                             1947 - 1956    Oberrealschule in Fürth/Bay.

Studium:                    1956 - 1962    Studium der Physik an der  
                                                                 Universität Erlangen-Nürnberg

Prüfungen:                   5. 5. 1959    Diplom-Vorprüfung in Physik  
                             26. 2. 1962    Diplom-Hauptprüfung in Physik

Stellungen:                vom   1.11. 1961    Studentische Hilfskraft   im  
                             bis   28. 2. 1962    Physikal. Inst. d. Univ.  
                             vom   1. 3. 1962    Wissenschaftliche Hilfskraft  
                             bis   30. 6. 1963    im Physik. Inst. d. Univ.  
                             ab   1. 7. 1963    Verwalter einer wissenschaftl.  
                                                                 Assistentenstelle

Erlangen, den 5. April 1968

Offsetdruck - Fotodruck

Josef Hogl

8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz,) Tel. 22990







## Offsetdruck-Fotodruck

---

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990

---